

**НАЦІОНАЛЬНИЙ ТЕХНІЧНИЙ УНІВЕРСИТЕТ УКРАЇНИ «КИЇВСЬКИЙ
ПОЛІТЕХНІЧНИЙ ІНСТИТУТ імені ІГОРЯ СІКОРСЬКОГО»**

Інститут телекомунікаційних систем

Кафедра Телекомунікаційних систем

«До захисту допущено»

Завідувач кафедри

_____ Леонід УРИВСЬКИЙ

«___» _____ 20__ р.

Дипломна робота

на здобуття ступеня бакалавра

зі спеціальності 172 Телекомунікації та радіотехніка

**на тему: «Технології передачі даних солітонами на мікро-кільцевих
резонаторах»**

Виконав:

студент IV курсу, групи ТС-61

Пащенко Андрій Ігорович _____

Керівник:

професор кафедри ТС, д.т.н., професор

Трубін Олександр Олексійович _____

Рецензент:

доцент кафедри ТК, к.т.н., доцент

Трубаров Ігор Володимирович _____

Засвідчую, що у цій дипломній роботі
немає запозичень з праць інших авторів
без відповідних посилань.

Студент _____

Київ – 2020 року

**НАЦІОНАЛЬНИЙ ТЕХНІЧНИЙ УНІВЕРСИТЕТ УКРАЇНИ «КИЇВСЬКИЙ
ПОЛІТЕХНІЧНИЙ ІНСТИТУТ імені ІГОРЯ СІКОРСЬКОГО»**

Інститут телекомунікаційних систем

Кафедра Телекомунікаційних систем

Рівень вищої освіти – перший (бакалаврський)

Спеціальність – 172 Телекомунікації та радіотехніка

Програма професійного спрямування (спеціалізація) – «Телекомунікаційні системи та мережі»

ЗАТВЕРДЖУЮ

Завідувач кафедри

_____ Леонід УРИВСЬКИЙ

«__» _____ 2020 р.

ЗАВДАННЯ

на дипломну роботу студенту

Пащенко Андрію Ігоровичу

1. Тема роботи «Технології передачі даних солітонами на мікро-кільцевих резонаторах», керівник роботи Трубін Олександр Олексійович, професор кафедри Телекомунікаційних систем, д.т.н. затверджені наказом по університету від «30» березня 2020 р. № 924-с

2. Термін подання студентом роботи 12 червня 2020 р.

3. Вихідні дані до роботи: Інформаційні матеріали про солітони, мікро-кільцеві резонатори, моди шепочучої галереї. Структурований план порядку розробки матеріалів дипломної роботи.

4. Зміст роботи

Розгляд методу передавання даних за допомогою солітонових сигналів. У роботі розглядаються умови утворення солітонів у мікрорезонаторах та лініях оптичного зв'язку. Розглянуто спосіб застосування солітонів для передавання інформації на відстані порядків тисяч кілометрів.

5. Перелік ілюстративного матеріалу (із зазначенням плакатів, презентацій тощо)

1) Презентація для захисту дипломної роботи на тему: «Технології передачі даних солітонами на мікро-кільцевих резонаторах»

6. Дата видачі завдання 1 жовтня 2019 року.

Календарний план

№ з/п	Назва етапів виконання дипломної роботи	Термін виконання етапів роботи	Примітка
1	Вивчення фізичних принципів роботи мікро-кільцевих резонаторів з коливаннями шепочучої галереї.	01.03.2019	Викон.
2	Вивчення фізичних умов виникнення солітонів у оптичних лініях та резонаторах.	01.04.2019	Викон.
3	Проведення огляду наукових публікацій по збудженню солітонів у оптичних мікрорезонаторах з коливаннями шепочучої галереї та використанню оптичних мікрорезонаторів для генерації оптичних імпульсів для систем зв'язку.	13.04.2019	Викон.
4	Проведення аналізу публікацій та розрахунків можливі швидкості передавання за допомогою солітонів у системах зв'язку.	04.05.2019	Викон.
5	Аналіз матеріалів та висновки.	25.05.2019	Викон.
6	Написання дипломної роботи.	01.06.2020	Викон.
7	Підготовка презентації для захисту.	10.06.2020	Викон.

Студент

Андрій ПАЩЕНКО

Керівник роботи

Олександр ТРУБІН

РЕФЕРАТ

Текстова частина дипломної роботи: 80с., 52 рис., 23 джерела, 1 презентація.

Мета роботи — висвітлення основних теоретичних та практичних положень щодо використання солітонів у волоконно-оптичних лініях зв'язку. У роботі проаналізовано основні переваги використання солітонових оптичних гребінок для систем зв'язку.

У даній роботі розглядаються фізичні умови утворення солітонів та гребінок у мікрорезонаторах та лініях зв'язку. Розглянуто фізичні принципи роботи мікро-кільцевих резонаторів з коливаннями шепочучої галереї та їх використання для генерації оптичних імпульсів і збудження солітонів для систем зв'язку. Розраховано можливі швидкості передавання даних за допомогою солітонів у системах зв'язку.

Висновок — оптичні солітонові гребінки є перспективною технологією, яка дозволяє з допомогою одного джерела випромінювання утворювати сотні каналів, у яких можна передавати інформацію на тисячі кілометрів без регенерації сигналів.

СОЛІТОНИ, МОДИ ШЕПОЧУЧОЇ ГАЛЕРЕЇ, ДИСИПАТИВНІ КЕРІВСЬКІ СОЛІТОНИ, ОПТИЧНА ГРЕБІНКА, МІКРО-КІЛЬЦЕВИЙ РЕЗОНАТОР, СОЛІТОНОВА ЛІНІЯ ЗВ'ЯЗКУ, ВОЛОКОННО-ОПТИЧНА ЛІНІЯ ЗВ'ЯЗКУ, МІКРОРЕЗОНАТОРИ, WDM, DKS, EDFA

ABSTRACT

The purpose of the work is to review the main theoretical and practical principles of using optical solitons and micro-combs in the fiber-optical communication lines. The main advantages of using soliton optical combs for communication systems are analyzed.

This work has shown analysis of physical conditions for generation of optical solitons and micro-combs in microresonators and communication lines. The physical principles of working micro-resonators with whispery gallery mods and their use for generation of optical pulses and solitons for communication systems are considered. Possibilities of maximal speed at use of solitons in communication systems are calculated.

In conclusion of this work it's understandable that optical soliton micro-combs is a promising technology that allows a single source of pump to form hundreds of channels in which information transmits for thousands of kilometers without signal regeneration.

SOLITONS, WHISPERY GALERY MODE, DISSIPATIVE KERR SOLITONS, OPTICAL MICRO-COMB, MICRO-RING RESONATOR, SOLITON COMMUNICARIONAL LINE, FIBER-OPTICAL COMMUNICARIONAL LINE, MICRORESONATOR, WDM, DKS, EDFA

ЗМІСТ

ПЕРЕЛІК СКОРОЧЕНЬ.....	8
ВСТУП	10
1 СОЛІТОНИ	13
1.1 Оптичні солітони	14
1.2 Нелінійні ефекти в оптичних волокнах.....	15
1.2.1 Фазова самомодуляція та крос-модуляція	16
1.2.2 Чотирьоххвильове змішування	19
1.2.3 Вимушене комбінаційне розсіювання.....	19
1.2.4 Вимушене розсіювання Мандельштама-Брюлієна	20
1.3 Модуляційна нестійкість	21
1.4 Фундаментальні солітони та солітони вищих порядків	23
1.5 Висновки з розділу 1	27
2 ОПТИЧНІ РЕЗОНАТОРИ.....	28
2.1 Резонатори Фабрі-Перо	28
2.2 Кільцеві резонатори	30
2.3 Мікро-резонатори з модами шепочучої галереї.....	34
2.4 Висновки з розділу 2	37
3 ВИКОРИСТАННЯ МІКРОРЕЗОНАТОРІВ ДЛЯ ГЕНЕРУВАННЯ СОЛІТОНІВ	39
3.1 Використання мікрорезонаторів для систем зв'язку	39
3.2 Генерація оптичних імпульсів з допомогою лазерів.....	40
3.2.1 Неперервна генерація з допомогою резонаторів з МШГ	41
3.3 Солітони, згенеровані у мікрорезонаторах.....	43
3.4 Недоліки формування оптичних солітонів у лазерах.....	46
3.5 Формування оптичних солітонів у мікрорезонаторах.....	46
3.5.1 Опис виникнення солітонів у мікро-резонаторах.....	47
3.6 Формування солітонових гребінок у мікрорезонаторах	49
3.6.1 Формування оптичних гребінок для систем зв'язку	55

3.7 Висновки з розділу 3	57
4 ПЕРЕДАВАННЯ ДАНИХ ЗА ДОПОМОГОЮ СОЛІТОНІВ.....	59
4.1 Передавання солітонів у існуючих лініях зв'язку	61
4.2 Солітонові оптичні гребінки для зв'язку	62
4.3 Швидкість передавання за допомогою солітонів	65
4.3.1 Швидкість передавання гребінок в одномодовому кабелі	65
4.3.2 Використання декількох телекомунікаційних діапазонів.....	67
4.3.3 Використання оптичних гребінок у багатоволоконних кабелях.....	69
4.4 Переваги передавання даних за допомогою солітонів.....	70
4.4.1 Швидкість передавання в одному каналі	70
4.4.2 Швидкість передавання за допомогою оптичних гребінок	72
4.4.3 Довжина регенераційної ділянки солітонових систем.....	74
4.5 Висновки з розділу 4.....	74
ВИСНОВКИ.....	76
ПЕРЕЛІК ПОСИЛАНЬ	78

ПЕРЕЛІК СКОРОЧЕНЬ

ВКР	Вимушене Раманівське (комбінаційне) розсіювання
ВРМБ	Вимушене розсіювання Мандельштама – Брюллієна
ВОЛЗ	Волоконно–оптична лінія зв’язку
ДГС	Дисперсія групових швидкостей
ДКС	Дисипативні Керівські солітони
ІКМ	Імпульсно–кодова модуляція
МШГ	Моди шепочучої галереї
НВЧ	Надвисокі частоти
ОВ	Оптичне волокно
ОВО	Одна вільна область
ОЕГ	Оптоелектронний генератор
ООВ	Одномодове оптичне волокно
РШГ	Резонатор з модами шепочучої галереї
ФСМ	Фазова самомодуляція (самофокусування)
ЦСП	Цифрова система передавання
ЧХЗ	Чотирьохфотонне або чотирьоххвильове змішування
BER	Bit error rate — коефіцієнт бітових помилок
DAC	Digital-to-Analog Convertor — цифро-аналоговий перетворювач
DSF	Dispersion Shifted Fiber — волокно зі зміщеною дисперсією
EDFA	Erbium Doped Fibre Amplifier — волоконно – оптичний підсилювач на оптичному волокні, легованому йонами ербію
FSR	Free spectral range — вільний спектральний діапазон
FWHM	Full Width at Half Maximum — повна ширина на рівні половинної амплітуди
HDWDM	High Dense Wavelength Division Multiplexing — мультиплексування за довжинами хвиль з високою

щільністю каналів

NZDSF	Non-zero Dispersion-shifted Fiber — кабель з ненульовою зміщеною дисперсією
PDH	Plesiochronous Digital Hierarchy — плезіохронна цифрова ієрархія
PDM	Polarization Division Multiplexing — мультиплексування каналів з розподілом за поляризацією
SDH	Synchronous Digital Hierarchy — синхронна цифрова ієрархія
SDM	Space Division Multiplexing — мультиплексування каналів з розподілом у просторі (волокнах багатоволоконного кабеля)
TDM	Time Division Multiplexing — мультиплексування каналів з розділом за часом
QAM	Quadrature Amplitude Modulation — Квадратурно-амплітудна модуляція
WDM	Wavelength Division Multiplexing — мультиплексування каналів з розподілом за довжинами хвиль
WSS	Wavelength Selective Switch — селективний перемикач за довжинами хвиль

ВСТУП

З року в рік кількість інформації зростає. Обсяг цифрової інформації подвоюється кожні вісімнадцять місяців. У 2002 році кількість інформації у світі складала $18 \cdot 10^{18}$ байт. У 2011 — ця сукупність уже була рівна $295 \cdot 10^{18}$ байт. Інформаційні потреби людства зростають, що призводить до необхідності створення нових технологій передачі даних.

Використання цифрових систем передачі (ЦСП) даних з мультиплексуванням розпочалося у 1962 році. Перша цифрова система передачі голосу використовувала метод імпульсно-кодової модуляції (ІКМ) та часовий розподіл каналів зв'язку (TDM). Система дозволяла передавати 24 канали зі швидкістю 64 кбіт/с кожен. Канали об'єднувалися за допомогою мультиплексора в один потік та передавали сигнал по мідному кабелю. Ці 24 канали поєднувалися з 8-бітним каналом управління та утворювали первинний рівень мультиплексування — T1. [1]

Розвиток ЦСП відбувався двома шляхами: оптимізацією методів модуляції та мультиплексуванням первинних каналів T1. Так основний цифровий канал передачі даних вдалося зменшити з 64 кбіт/с до 5,6 кбіт/с. А каскадне мультиплексування дозволило об'єднувати до 1920 телефонних каналів у одному каналі зв'язку. Так сформувалася плезіохронна цифрова ієрархія (PDH — Plesiochronous Digital Hierarchy).

Розвиток технологій передачі даних на основі PDH призвів до виникнення синхронних технологій передачі даних та синхронної цифрової ієрархії SDH. Основою цієї технології була передача даних по оптичному волокну (ОВ).

Еволюція мереж передачі даних з часовим ущільненням каналів призводила до ускладнення обладнання модуляції та мультиплексування. Цю проблему вирішили з винайденням методу мультиплексування каналів з розподілом за довжинами хвиль (WDM — Wavelength Division Multiplexing). Суть метода — поєднання декількох оптичних несучих λ_i на передавальній стороні та передача

об'єднаного сигналу $\sum \lambda_i$ по одному волокну з наступним демультимплексуванням окремих несучих за допомогою фільтрування на приймальному боці.

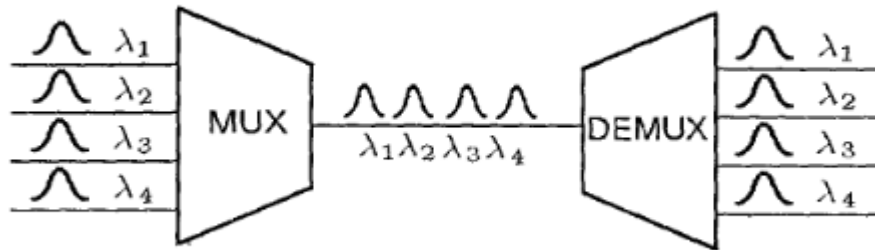


Рисунок 1 Схема хвильового мультиплексування/демультиплексування [1]

Мережі SDH першого покоління не мали в своєму складі підсилювачів, що обмежувало довжину регенераційної ділянки до 15-40 км на довжині хвилі 1300 нм та 40-80 км на довжині 1500 нм. Використання підсилювачів дозволило на порядок збільшити довжину регенераційної ділянки — до 600-650 км. Підсилювачі дозволяють на 10-20 дБ підсилити, ослаблений проходженням по лінії, сигнал. [2]

Втрати у оптичних мережах вносять пасивні пристрої (мультиплексори, демультимплексори, компенсатори хвилевідної дисперсії) та проходження сигналу по волокну. Для нівелювання втрат розроблено підсилювачі, робочим середовищем яких є спеціальне одномодове оптичне волокно (ООВ). У таких волокнах кварцеву чи фторцирконову серцевину легують позитивними іонами активного елементу — ербію (Er^{3+}). Ербієві волоконно-оптичні підсилювачі отримали назву EDFA (Erbium Doped Fiber Amplifier). [3]

Головні переваги підсилювачів EDFA — гарна сумісність з волокнами різноманітних типів, малий коефіцієнт шуму (3...5 дБ), великий динамічний діапазон рівнів потужності вхідних сигналів при малих спотвореннях та великий рівень вихідної неспотвореної оптичної потужності. Недолік підсилювачів EDFA — робота лише у діапазоні довжин хвиль 1530...1570 нм. Цю проблему вирішує об'єднання з ще двома підсилювачами: TDFA (Terbium Doped Fiber Amplifier) та

YDFA (Ytterbium Doped Fiber Amplifier). Що дає сумарну смугу пропускання 165 нм: $\lambda = 1460 \dots 1625$ нм. [3]

До відкриття технології WDM максимальна пропускна спроможність оптичних ліній зв'язку обмежувалася 10 Гбіт/с. [1] Саме на початку 90х років минулого століття почали говорити про використання оптичних солітонів у лініях зв'язку, як перспективну технологію для підвищення довжини регенераційної ділянки та швидкості передачі. Солітони можуть поширюватися на тисячі кілометрів без зміни своєї форми. А тривалість солітонових імпульсів дозволяє передавати до сотні гігабіт інформації за секунду в одному каналі.

1 СОЛІТОНИ

У 1956 р. Луї де Бройль запропонував модель світла, згідно з якою світло розглядається як хвиля W , яка є суперпозицією плоскої монохроматичної хвилі M і дуже короткого гострого піка P , з розміром меншим за 10^{-9} мкм. Хвиля M збігається з класичною світловою хвилею всюди, за винятком області навколо особливості P об'єктивно існуючої хвилі W . Особливість P і є фотоном. [4]

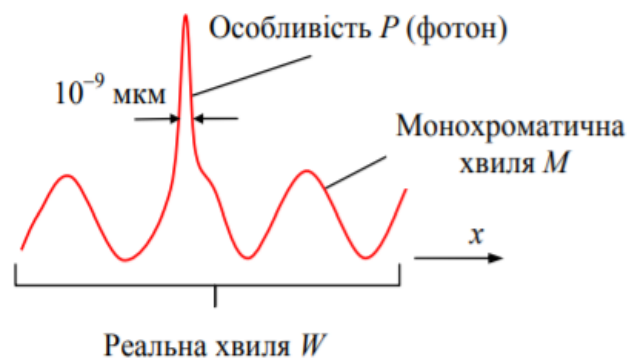


Рисунок 1.1 Модель світла де Бройля [4]

Модель світла, яку запропонував де Бройль, схожа на явище, яке спостерігав у 1834 р. шотландський вчений Джон Рассел: у каналі під час хвилювання води на поверхні утворювався одиничний біжучий горб. У 1965 р. його назвали солітоном, щоб підкреслити, що його властивості дуже нагадують властивості елементарної частинки.

Солітон — це структурно стійка відокремлена хвиля, яка виникає в нелінійному дисперсійному середовищі. Особливістю солітона є те, що він не руйнується при зустрічі з іншими солітонами чи перешкодами. Структура солітона залишається незмінною за рахунок балансу між дією нелінійності та дисперсії середовища.

Солітони виникають не тільки на поверхні води, але і в лініях передачі з напівпровідниковими діодами, у плазмі, в активному середовищі лазерів тощо.

Особливий інтерес становлять оптичні солітони, як носії цифрової інформації у надшвидкісних волоконно-оптичних лініях зв'язку. Модель світла де Бройля фактично є моделлю солітона. [4]

1.1 Оптичні солітони

Оптичні солітони — це хвилі (або хвильові пакети) спеціальної форми, які збуджуються лазерним джерелом світла у світловоді при одночасній дії дисперсійних та нелінійних ефектів в області від'ємної дисперсії. Солітони можуть розповсюджуватися по ОВ на значні відстані (декілька тисяч кілометрів) практично без змін своєї форми.



Рисунок 1.2 Формування оптичного солітона [5]

Для підтримки енергії солітон повинен отримувати зовнішнє підживлення від джерела накачування. Тільки у цьому випадку солітон зберігається. Солітони, при зіткненні один з одним, зберігаються та відновлюють напрямок руху, швидкість й амплітуду. Тобто солітони демонструють властивості характерні для елементарних частинок.

Є два типи солітонів — просторові та часові. Просторові солітони утворюються, якщо лазер створює у волокні наведений хвилевід з радіальним

градієнтом показника заломлення. Баланс між самофокусуванням та дифракцією призводить до того, що діаметр пучка не змінюється або змінюється періодично. Порушення балансу між цими двома явищами внаслідок впливу середовища призводить до руйнування солітона.

Часові солітони – це короткі лазерні імпульси, які не змінюються при поширенні в нелінійному дисперсійному середовищі ООВ. У ВОЛЗ використовують лише часові солітони. Для підтримування солітонів у лініях зв'язку встановлюють підсилювачі. [4]

1.2 Нелінійні ефекти в оптичних волокнах

Розвиток ВОЛЗ серед головних напрямків мав збільшення довжини регенераційної ділянки. Ця потреба задовольнялася з допомогою збільшення рівня оптичної потужності сигналу, введеного в ОВ. Величина зазначеного рівня визначається рекомендацією ITU-T G.692 і спочатку вона дорівнювала 17 дБм. У наступних доповненнях до цих рекомендацій рівень введенної оптичної потужності збільшили до 23 дБм, а потім — до 27 дБм. При таких рівнях починають проявлятися і негативно впливають на якість зв'язку нелінійні оптичні явища, які виникають у волокні при поширенні в ньому оптичного сигналу. [3]

Наприклад, для волокна з діаметром серцевини 10 мкм при введеному рівні потужності оптичного сигналу 10 дБм, щільність потужності в серцевині становить $1,27 \cdot 10^4$ Вт/см². При такій величині щільності потужності у середовищі поширення змінюється показник заломлення серцевини волокна n_1 і коефіцієнт загасання α . Залежність показника заломлення n_1 від інтенсивності потужності сигналу, введенного в серцевину волокна, призводить до виникнення кількох нелінійних оптичних явищ.

У волоконних світловодах можуть проявлятися нелінійні оптичні ефекти:

- Фазова самомодуляція (ФСМ) та фазова крос-модуляція;
- Чотирьохфотонне або чотирьоххвильове змішування (ЧХЗ);

- Вимушене Раманівське (комбінаційне) розсіювання (ВКР);
- Вимушене розсіювання Мандельштама - Брюллієна (ВМБР).

Для розуміння природи цих явищ та умов при яких виникають оптичні солітони розглянемо кожне явище окремо більш детально.

1.2.1 Фазова саомодуляція та крос-модуляція

Одне з перших нелінійних явищ є саомодуляція фази центральних частот сигналів, що передаються по оптичних трактах. Це явище проявляється при введенні у волокно потужності близько 10 мВт та вище. Явище ФСМ або фазової кроссmodуляції викликане залежністю показника заломлення серцевини волокна, тобто фази вихідного сигналу, від інтенсивності оптичного сигналу:

$$n'_1 = n_1 + Dn(E^2), \quad (1.1)$$

де n_1 — показник заломлення серцевини оптичного волокна при відсутності зовнішнього електромагнітного поля, E^2 — параметр потужності світлової хвилі; Dn — приріст показника заломлення, викликаний зовнішнім електричним полем з напруженістю E ($\sim 10^{10}$ В / м). [5]

Через високу щільність потужності у серцевині в структурі волокна утворюється сильне електромагнітне поле, яке впливає на рух носіїв. При поширенні оптичного імпульсу по волокну показник заломлення n_1 серцевини безперервно змінюється. Отже, безперервно змінюється і постійна поширення оптичного сигналу, що передається по кожному оптичному тракту. Це призводить до безперервної зміни фази сигналу, що еквівалентно зміні його частоти. У результаті відбувається розширення спектру сигналу і збільшення тривалості оптичних імпульсів. [4]

При поширенні по волокну двох оптичних сигналів, кожен з яких має потужність 10 мВт і більше, нелінійність серцевини волокна викликає взаємодію цих сигналів. Вона проявляється в тому, що відбувається ФСМ не тільки кожного сигналу, але і кожен з цих сигналів модулює фазу сусіднього сигналу. Це явище

називається фазовою крос-модуляцією. Фазова крос-модуляція призводить до виникнення перехідних завад між оптичними трактами. Рівень завад зростає зі зменшенням розносу за довжиною хвиль між сусідніми оптичними трактами.

В області аномальної дисперсії світловода під дією ФСМ та дисперсії групових швидкостей у світловоді можуть існувати оптичні солітони.

1.2.1.1 Вплив дисперсії групових швидкостей

Ефекти ФСМ реально описують поширення тільки відносно довгих імпульсів ($T_0 \gg 100$ пс), для яких дисперсійна довжина L_D багато більше довжини волокна L і нелінійної довжини L_{NL} . Зі зменшенням тривалості імпульсів дисперсійна довжина стає порівнюваною з довжиною світловода і необхідно розглянути спільну дію ефектів дисперсії групових швидкостей та фазової самомодуляції. [6]

Рівність поширення у нормалізованій формі:

$$i \frac{\partial U}{\partial \xi} = \text{sgn}(\beta_2) \frac{1}{2} \frac{\partial^2 U}{\partial \tau^2} - N^2 e^{-\alpha z} |U|^2 U, \quad (1.2)$$

де ξ та τ — нормовані змінні довжини та часу:

$$\xi = z/L_D, \tau = T/T_0, \quad (1.3)$$

Параметр N :

$$N^2 = \frac{L_D}{L_{NL}} = \frac{\gamma P_0 T_0^2}{|\beta_2|}, \quad (1.4)$$

де L_D та L_{NL} — дисперсійна та лінійна довжина, які визначаються:

$$L_D = \frac{T_0^2}{|\beta_2|}, \quad L_{NL} = \frac{1}{\gamma P_0} \quad (1.5)$$

Фізичний сенс N — цілі величини N пов'язані з порядком солітона. Наприклад, якщо $N = 1$ при $T_0 = 1$ пс, $P_0 = 1$ Вт, то обчислені результати також добре застосовні для $T_0 = 10$ пс і $P_0 = 10$ мВт або $T_0 = 0,1$ пс і $P_0 = 100$ Вт. N визначає відносний вплив ефектів ФСМ і ДГС на еволюцію імпульсів у волоконному світловоді. При $N \ll 1$ переважає дисперсія, ФСМ домінує при N

$\gg 1$. Якщо $N \sim 1$, то і ФСМ, і ДГС грають однаково важливу роль в процесі еволюції імпульсу. У рівності $\text{sgn}(\beta_2) = \pm 1$ в залежності від того, нормальна ($\beta_2 > 0$) чи аномальна ($\beta_2 < 0$) ДГС у оптичному світловоді. [6]

Розглянемо вплив ДГС у області аномальної дисперсії ($\beta_2 < 0$):

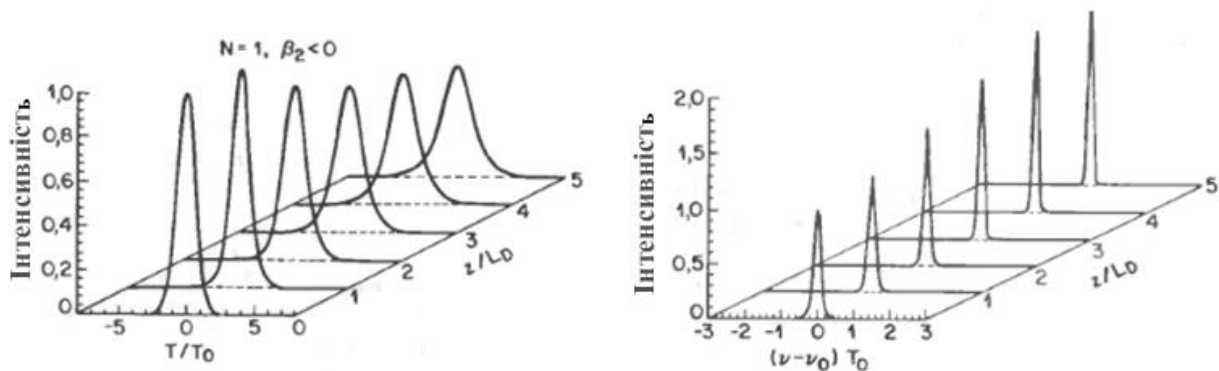


Рисунок 1.3 Еволюція форми імпульсу (ліворуч) і спектру (праворуч) при $z = 5L_D$ гаусівського імпульсу без початкової частотної модуляції, в області аномальної дисперсії ($\beta_2 < 0$) при $N=1$ [6]

Імпульс спочатку трохи розширюється зі швидкістю багато меншою, ніж при дисперсійному розширенні, а потім приходить до стаціонарного стану при $z > 4L_D$. У той же час спектр звужується, а не розширюється, як у випадку впливу лише ФСМ. Така поведінка пояснюється тим, що частотна модуляція, яка наводиться ФСМ, позитивна, тоді як частотна модуляція, що наводиться дисперсійним розширенням, негативна при $\beta_2 < 0$. Ці дві частотні модуляції майже компенсують один одного у центральній частині гаусівського імпульсу, коли $L_D = L_{NL}$ ($N = 1$). Форма імпульсу змінюється при поширенні таким чином, щоб ця компенсація була якнайповнішою. Таким чином, вплив ДГС і ФСМ призводить до утворення імпульсів без частотної модуляції. Описана ситуація відповідає поширенню солітона. Для імпульсів у формі гіперболічного секанса, при поширенні, не змінюються ні форма, ні спектр. [6]

1.2.2 Чотирьоххвильове змішування

Суть чотирьох хвильового змішування полягає в тому, що при наявності двох сигналів з частотами f_1 і f_2 ($f_1 \neq f_2$) у серцевині волокна виникають ще дві хвилі. Це явище виникає через взаємодію фотонів цих коливань з молекулами середовища поширення. Ці молекули володіють певною енергією та мають деяку частоту власних коливань f_m .

При зіткненні з такими молекулами фотони переводять їх у стан з більш високим енергетичним рівнем. Це відбувається тому, що фотони при цьому віддають молекулам частину своєї енергії. Енергія фотонів (кожного фотона) зменшується, і вони переходять в стан з більш низьким енергетичним рівнем. Так як енергія фотона дорівнює $h \times f$, де h — постійна Планка, то зменшується множник f — частота. [3]

Таким чином, в серцевині волокна, в яку введені два оптичних коливання з початковими частотами f_1 і f_2 , виникають складові компоненти оптичного випромінювання з частотами $f_{c1} = f_1 - f_m$ і $f_{c2} = f_2 - f_m$. В результаті частотний спектр розсіяного сигналу буде містити коливання з чотирма значеннями частот: f_1, f_2, f_{c1} і f_{c2} .

1.2.3 Вимушене комбінаційне розсіювання

Вимушене розсіювання світла обумовлено нелінійною взаємодією сильного електромагнітного поля випромінювання з електромагнітним полем атомів фізичного середовища. Фотони, поширюючись у волокні, стикаються і взаємодіють з молекулами серцевини волокна. При цьому вони віддають молекулам частину своєї енергії. В результаті такої взаємодії кожна молекула отримує імпульс енергії або поштовх. Він передається сусіднім молекулам, викликаючи пружні коливання у серцевині волокна. Енергетичний спектр цих коливань, як і у фотонів, є дискретним. [3]

При збудженні середовища потужним світловим джерелом відбувається модуляція його параметрів. Модуляція параметрів середовища призводить до амплітудної модуляції розсіяного світла, а, отже, до появи в ньому нових спектральних компонентів — стоксових та антистоксових. Взаємодія світлової хвилі з інверсним середовищем у літературі отримала назву фотон-фононна взаємодія. При цьому фононами називають квант енергії, що виникає в процесі розсіювання фотона.

У результаті взаємодії фотонів з молекулами середовища з'являються нові фотони і фонони. Отримавши поштовх, молекули здійснюють два види коливань — обертальні та поздовжні. Обертальні коливання молекул змінюють траєкторію (напрямок) руху знову народжених фотонів. Нова траєкторія відрізняється від траєкторії первинних фотонів. Все це змінює орієнтацію результуючого вектору напруженості електричного поля, тобто змінює стан поляризації кожної молекули і показник заломлення серцевини волокна в цілому.

Описані явища відбуваються у серцевині волокна за умови, що в нього вводиться рівень оптичної потужності в межах 17 ... 20 дБм. Підвищення введеного рівня потужності до значень 23 ... 27 дБм, викликає появу у серцевині волокна молекул, енергетичний рівень яких значно перевищує середньостатистичний енергетичний рівень інших молекул. При зіткненні з новими, більш потужними молекулами, кожен фотон не віддає, а отримує від кожної з них квант енергії — тобто відбувається поглинання фононів фотонами.

[3]

1.2.4 Вимушене розсіювання Мандельштама-Брюлієна

У серцевині кварцевого волокна молекули розташовані з дуже високою щільністю — 10^{23} молекул в одному кубічному сантиметрі. При такій щільності сила взаємодії між молекулами велика. У результаті поздовжні пружні коливання

молекул середовища передаються сусіднім молекулам і вздовж серцевини поширюється біжуча пружна (звукова) хвиля.

Для збудження такої хвилі необхідно, щоб збуджуючі її фотони мали вузький частотний спектр близько 50 ... 100 МГц. Енергетичний спектр таких пружних коливань також квантований. Ці кванти називаються акустичними фононами. Частотний спектр акустичних фононів досить широкий і займає смугу частот від інфранизьких звукових частот до гіперзвукових частот 10^{13} Гц. На цих фононах також відбувається розсіювання оптичного випромінювання. Воно поширюється уздовж серцевини волокна як в прямому, так і у зворотному напрямку. [3]

ВРМБ призводить до появи в середовищі гіперзвукових хвиль, інтенсивність яких залежить від частоти проходження імпульсів накачування і для імпульсів коротше 10 нс може майже зникнути.

1.3 Модуляційна нестійкість

У багатьох нелінійних системах стаціонарний хвильовий стан нестійкий: спільна дія нелінійних і дисперсійних ефектів призводить до модуляції середовища. Таке явище, зване модуляційною нестійкістю у волоконній оптиці, можна спостерігати при від'ємній дисперсії. Ефект проявляється у розпаді безперервної або квазібезперервної періодичної хвилі на послідовність надкоротких імпульсів. Від'ємна дисперсія необхідна і для існування оптичних солітонів. [6]

Для опису умов виникнення солітонів варто звернутися до нелінійної рівності Шредінгера — спрощеного рівність поширення. Якщо знехтувати втратами, рівність набуває вигляду:

$$i \frac{\partial A}{\partial z} = \frac{1}{2} \beta_2 \frac{\partial^2 A}{\partial T^2} - \gamma |A|^2 A, \quad (1.6)$$

де $A(z, T)$ — амплітуда огинаючої хвильового пакету, β_2 — величина дисперсії групових швидкостей, γ — параметр нелінійності при ФСМ.

У випадку безперервного випромінювання амплітуда A на початку світловода ($z = 0$) не залежить від T . Припускаючи, що функція $A(z, T)$ продовжує залишатися незалежною від часу T при поширенні по світловоду, можна отримати стаціонарне рішення рівності:

$$\bar{A} = \sqrt{P_0} e^{i\varphi_{NL}}, \quad (1.7)$$

де P_0 — потужність випромінювання при $z = 0$ та φ_{NL} — фазовий зсув, який визначається виразом:

$$\varphi_{NL} = \gamma P_0 z \quad (1.8)$$

Вираз 1.8 показує, що безперервне випромінювання має поширюватися по світловоду без змін, за винятком додаткового фазового зсуву, що залежить від інтенсивності. При наявності втрат у світловоді потужність випромінювання, природно, зменшується.

Для перевірки існування модуляційної нестійкості в оптичному волокні необхідно оцінити стійкість рішення (1.7). Для цього варто розглянути мале збурження у рішенні:

$$\bar{A} = (\sqrt{P_0} + a) e^{i\varphi_{NL}} \quad (1.9)$$

Підставляючи (1.9) у (1.6) та лінеаризуючи по a отримаємо:

$$i \frac{\partial a}{\partial z} = \frac{1}{2} \beta_2 \frac{\partial^2 a}{\partial T^2} - \gamma P_0 (a + a^*) \quad (1.10)$$

Представляючи загальне рішення у вигляді:

$$a(z, T) = a_1 \cos(Kz - \Omega T) + i a_2 \sin(Kz - \Omega T), \quad (1.11)$$

де K — хвильове число, Ω — частота збурження. Рівність переходить в систему двох однорідних рівнянь для a_1 і a_2 . Ця система має нетривіальне рішення тільки в тому випадку, якщо K і Ω задовольняють дисперсійному співвідношенню:

$$K = \pm \frac{1}{2} |\beta_2| \Omega [\Omega^2 + \text{sgn}(\beta_2) \Omega_c^2]^{1/2}, \quad (1.12)$$

де

$$\Omega_c^2 = \frac{4\gamma P_0}{|\beta_2|} = \frac{4}{|\beta_2| L_{NL}} \quad (1.13)$$

З дисперсійного співвідношення (1.12) видно, що стійкість стаціонарного стану істотно залежить від того, в області додатної (нормальної) або від'ємної (аномальної) дисперсії світловода поширюється випромінювання. У випадку додатної дисперсії групових швидкостей ($\beta_2 > 0$) хвильове число K дійсне при всіх значеннях Ω і стаціонарний стан стійкий щодо малих збуджень. З іншого боку, у випадку від'ємної дисперсії групових швидкостей ($\beta_2 < 0$) Ω стає комплексним при $\Omega < \Omega_c$ і збудження $a(z, T)$ експоненціально наростає по z . У результаті безперервне рішення (1.7) є нестійким у випадку $\beta_2 < 0$. Даний вид нестійкості називається модуляційної нестійкістю, так як при цьому виникає спонтанна модуляція стаціонарного стану. [6]

Коли тривалість імпульсів випромінювання накачування менше 100 пс, можливе виникнення модуляційної нестійкості при дії інших механізмів, при цьому відпадає необхідність у спонтанній емісії або в сигнальному випромінюванні. Одним з таких механізмів є ФСМ. Якщо розширення спектру за рахунок ФСМ наближається до $\Omega_{\text{макс}}$, то спектральні компоненти в околиці $\Omega_{\text{макс}}$ починають діяти в якості сигнального випромінювання, посилюючись за рахунок модуляційної нестійкості. [6]

Довжина світловоду, на якій ширина спектра наближається до $\Omega_{\text{макс}}$:

$$z \cong \sqrt{2L_{\text{NL}}L_D} = \sqrt{\frac{2T_0^2}{\gamma P_0 |\beta_2|}} \quad (1.14)$$

Рішення підтверджує, що існує модуляційна нестійкість оптичних імпульсів, викликана ФСМ.

1.4 Фундаментальні солітони та солітони вищих порядків

Фундаментальним солітоном називають оптичний солітон, у якого параметри вхідного імпульсу задовольняють умову $N^2 = L_D/L_{\text{NL}} = 1$ або $N = 1$. Для фундаментальних солітонів виконується рівність $L_D = L_{\text{NL}}$.

Фундаментальний солітон має вигляд:

$$U(\xi, \tau) = 2\eta_1 \operatorname{sech}(\tau) \exp(i\xi/2) \quad (1.15)$$

Для ОВ це означає, що імпульс у формі гіперболічного секанса з потужністю P_0 та тривалістю T_0 , при $N = 1$ буде поширюватися в ідеальному оптичному волокні без спотворення форми на відстані порядку тисяч кілометрів. Ця особливість фундаментальних солітонів робить їх перспективним рішенням для використання у мережах передачі інформації з допомогою ВОЛЗ. Потужність фундаментального солітона P_1 , необхідну для його формування, можна визначити при підстановці $N = 1$ з допомогою формули:

$$P_1 = \frac{|\beta_2|}{\gamma T_0^2} \cong \frac{3,11 |\beta_2|}{\gamma T_{FWHM}^2}, \quad (1.16)$$

де $T_{FWHM} \cong 1,76 * T_0$ — тривалість імпульсу на рівні половинної амплітуди. Для значень параметрів β_2 і γ , типових для світловодів з кварцевого скла, на довжині хвилі 1550 нм, пікова потужність $P_1 \sim 5$ Вт при $T_0 = 1$ пс, а при $T_0 = 10$ пс вона зменшується до 50 мВт. При використанні світловодів зі зміщеною дисперсією з $\beta_2 = -2$ пс²/км значення P_1 , зменшується в 10 разів. [6]

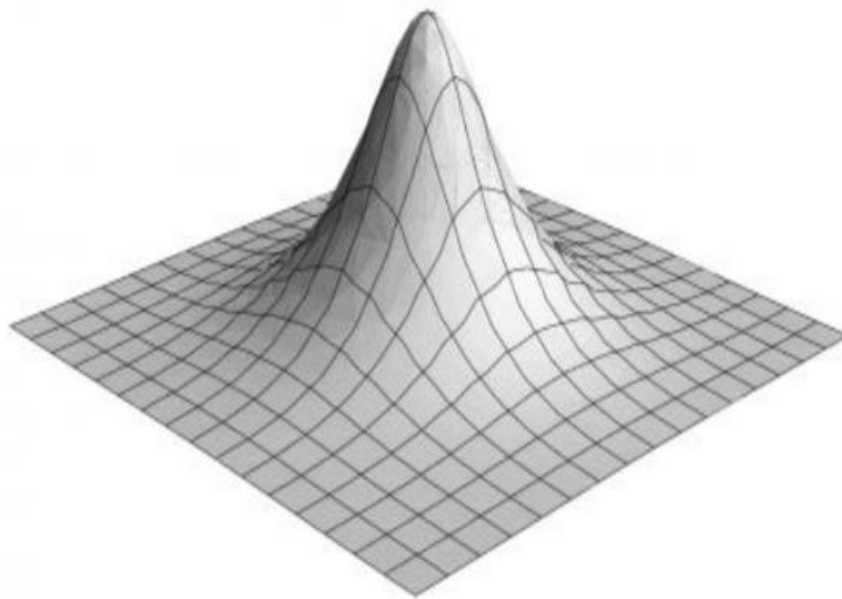


Рисунок 1.4 Фундаментальний солітон — гіперболічний секанс

Різні значення η_j у рівності (1.15) дають різні форми солітонів. Особливу цікавість викликають солітони вищих порядків, що мають початкову форму при $\xi = 0$. Їхній вигляд описується рівністю:

$$U(0, \tau) = N \operatorname{sech}(\tau), \quad (1.17)$$

де порядок солітона N — ціле число. Потужність, необхідна для створення солітона N -го порядку, визначається з рівності (1.4) і виявляється в N^2 разів більше потужності, необхідної для збудження фундаментального солітона.

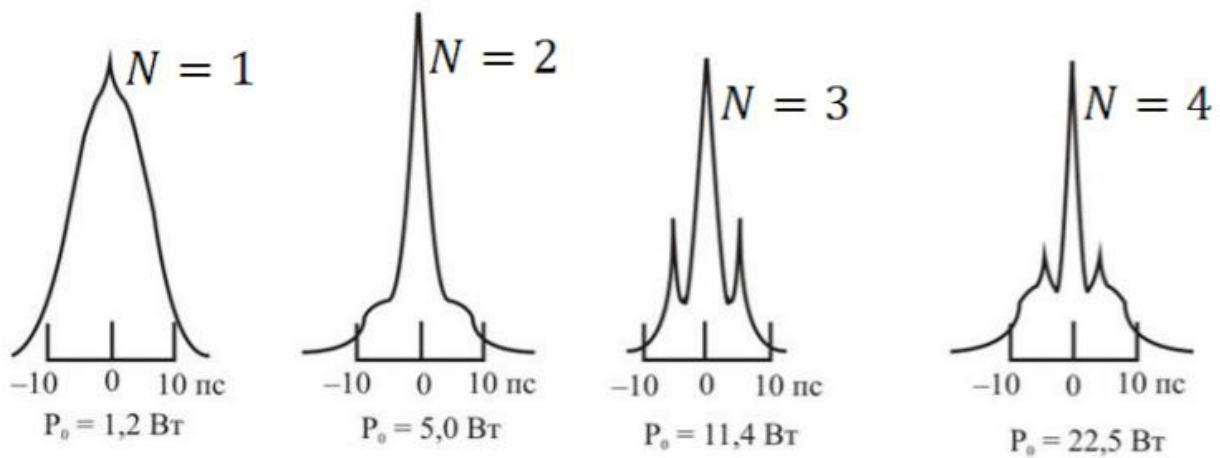


Рисунок 1.5 Форма солітонів 1–4-го порядків та потужності для їх формування [6]

Розподіл поля солітонів вищих порядків періодичний з періодом $\xi_0 = \frac{\pi}{2}$.

Період солітона можна визначити за формулою:

$$z_0 = \frac{\pi}{2} L_D = \frac{\pi}{2} \frac{T_0^2}{|\beta_2|} = 0,322 \frac{\pi T_{FWM}^2}{2|\beta_2|} \quad (1.18)$$

Періодичність динаміки солітонів можна побачити на рисунку 1.6.

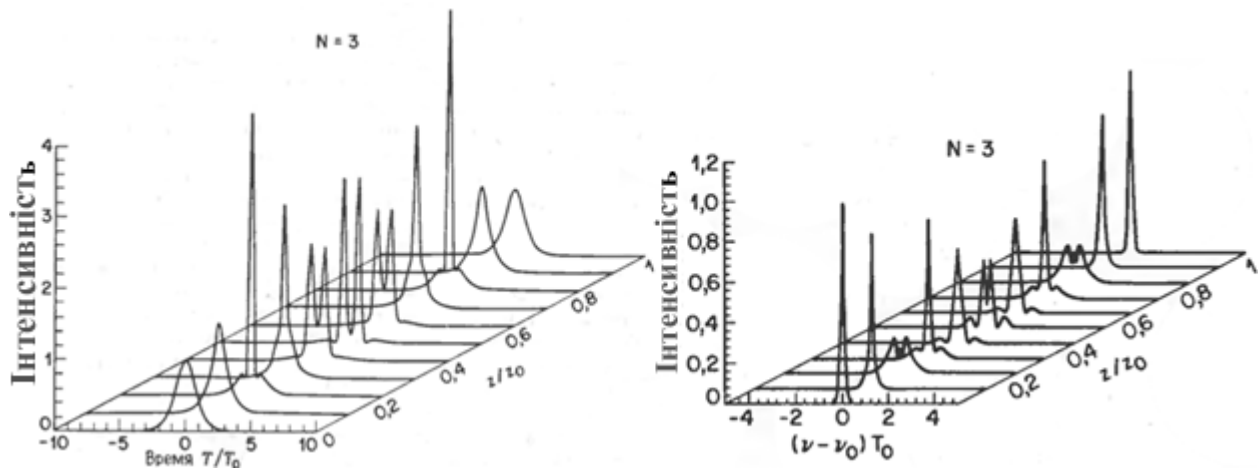


Рисунок 1.6 Динаміка форми (ліворуч) та спектру (праворуч) трьохсолітонового імпульсу на одному періоді солітона [6]

При розповсюдженні імпульсу світловодом його тривалість спочатку зменшується, потім на відстані $z_0/2$ він розчіплюється на два, далі обидві компоненти зливаються, формуючи при $z = z_0$ початковий імпульс. Такі зміни відбуваються у кожному періоді солітона. Зміни форми та спектру імпульсу виникають при почерговому впливі на імпульс фазової самомодуляції (ФСМ) і дисперсії групових швидкостей. ФСМ наводить у імпульсі позитивну частотну модуляцію, таким чином передній фронт зміщується у стоксову область, а задній фронт — у антистоксову. Розширення спектру через вплив ФСМ видно при $z/z_0 = 0,2$. Від’ємна дисперсія, у свою чергу, стискає імпульс. Через те що інтенсивність імпульсу в центральній його області суттєво збільшується, спектр його також значно змінюється при $z/z_0 = 0,3$. Саме спільною дією дисперсійних і нелінійних ефектів пояснюється характер динаміки імпульсу.

Для фундаментальних солітонів ($N = 1$) дисперсія і фазова самомодуляції компенсують один одного таким чином, що ні форма імпульсу, ні його спектр не змінюються при поширенні по світловоду. Для солітонів вищих порядків на початковому етапі домінують ефекти, пов'язані з ФСМ, але потім починають переважати дисперсійні ефекти, що призводить до стиснення імпульсу. Для солітонових імпульсів з формою гіперболічного секанса спільна дія цих ефектів

призводить до того, що зміни амплітуди та форми імпульсу відбуваються періодично і форма імпульсу відновлюється після проходження відстані, кратної періоду солітона z_0 . Для кварцевих ОВ, $\beta_2 = -20 \text{ пс}^2/\text{км}$ на довжині хвилі 1550 нм період солітона становить величину порядку 80 м для $T_0 = 1 \text{ пс}$ і змінюється як T_0^2 , стаючи рівним 8 км при $T_0 = 10 \text{ пс}$. Для світловодів зі зміщеною дисперсією $\beta_2 = -2 \text{ пс}^2/\text{км}$ z_0 зростає на порядок при тих самих значеннях T_0 . [6]

1.5 Висновки з розділу 1

У першому розділі були розглянуті фізичні умови виникнення солітонів у оптичних лініях та резонаторах. На розповсюдження сигналів високої потужності в оптичних волокнах впливають ефекти: фазової самомодуляції та крос-модуляції; чотирьоххвильове змішування; вимушене раманівське (комбінаційне) розсіювання; вимушене розсіювання Мандельштама - Брюллієна. Оптичні солітони можуть існувати в області аномальної дисперсії оптичних волокон під дією фазової самомодуляції та дисперсії групових швидкостей.

Досліджено явище модуляційної нестійкості, яке призводить до розпаду безперервних або квазібезперервних періодичних хвиль на послідовність надкоротких імпульсів. У багатьох нелінійних системах стаціонарний хвильовий стан нестійкий: спільна дія нелінійних і дисперсійних ефектів призводить до модуляції середовища.

Порівняно фундаментальні солітони та солітони вищих порядків. Для волоконних світловодів, імпульс в формі гіперболічного секанса з тривалістю T_0 пікової потужності P_0 , при $L_D = L_{NL} = 1$ буде поширюватися в ідеальному світловоді без спотворення своєї форми на великі відстані. Ця особливість фундаментальних солітонів робить їх перспективним рішенням для використання у мережах передачі інформації з допомогою ВОЛЗ.

2 ОПТИЧНІ РЕЗОНАТОРИ

Резонатор — це коливальна система у який відбувається накопичення енергії коливань за рахунок резонансу зі збуджуючою силою.

Оптичний резонатор — це сукупність декількох відбиваючих елементів, які утворюють відкритий резонатор. Оптичні резонатори забезпечують багатократне проходження лазерного випромінення через активне середовище, що призводить до підсилення світлового потоку. [8]

Об'ємні резонатори найпростішого типу широко застосовують у НВЧ техніці. На жаль, для оптики прості об'ємні резонатори з металевими стінками не годяться. Якщо розміри резонатора порядку довжини хвилі, це значить, що за час порядку періоду коливань електромагнітна хвиля в резонаторі стикається з його стінками. Оскільки коефіцієнт відбиття оптичної хвилі від поверхні металу не краще 0,8-0,9, то це означає, що добротність буде невелика. Отже, необхідно, щоб хвиля стикалася зі стінками якомога рідше, чого можна домогтися лише збільшенням розміру резонатора та покращенням коефіцієнта відбиття. Таким чином, занадто короткі оптичні резонатори з розмірами порядку довжини хвилі з високою добротністю отримати не вдається. [7]

У об'ємного резонатора багато резонансів. Резонатор типу замкнутої металевої порожнини, більших, у порівнянні з довжиною хвилі, розмірів, не може бути застосований через високу щільність його власних коливань, що призводять до втрати резонансних властивостей. Для отримання фізичної реалізації резонатора з високою добротністю необхідні резонатори з розрідженим спектром власних коливань. [8]

2.1 Резонатори Фабрі-Перо

Одним з рішень завдання створення резонатора з високою добротністю є створення багатомодового резонатора в якому тільки обмежене число мод володіє

заданою добротністю, а решта мод — низькодобротні. Прикладом є відкритий квазіодномірний резонатор, високодобротні коливання в якому відбуваються внаслідок багаторазового відбиття електро-магнітної хвилі від системи дзеркал, тобто резонатор типу інтерферометра Фабрі-Перо. Розміри такого резонатора досить великі в одному виділеному напрямку, а в інших — можуть бути малими, порівнянними з довжиною хвилі. Тільки моди, що поширюються у виділеному напрямку, володіють великою добротністю, а решта швидко згасають через сильний ріст дифракційних втрат на крайніх дзеркалах кінцевого розміру. Тим самим поряд з нескінченністю низькодобротних мод у такому резонаторі існує набір дискретних мод з високою добротністю.

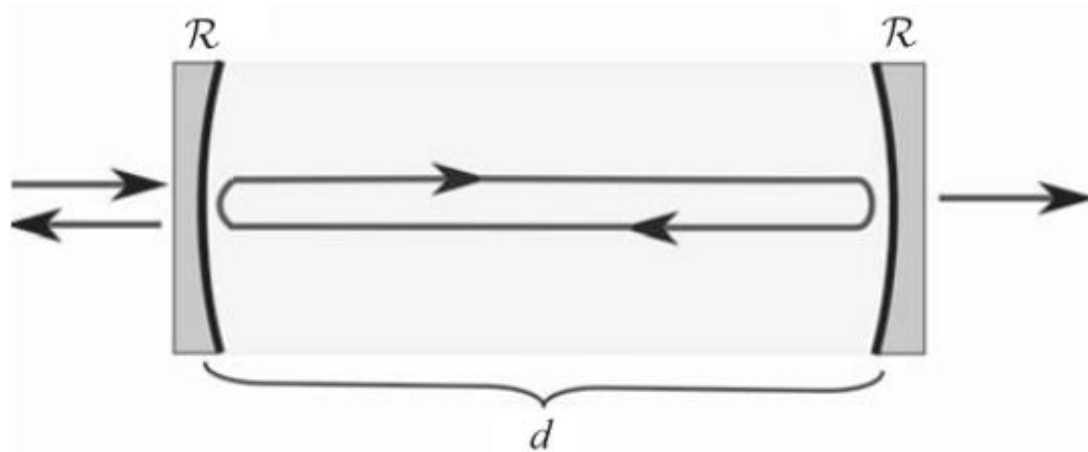


Рисунок 2.1 Схема резонатора Фабрі-Перо [7]

Світло багаторазово відбивається, утворюючи стоячі хвилі з певними резонансними частотами. Завдяки інтерференції хвилі накладаються одна на одну утворюючи результуючу хвилю більшої або меншої амплітуди. У результаті інтерференції у резонаторі існують тільки певні розподіли полів на певних частотах, випромінювання на інших частотах або з іншим розподілом буде придушене за рахунок інтерференції або швидко покине резонатор. Розподіли, які повторюються при одному повному проході резонатора, є найбільш стабільними і називаються власними модами або модами резонатора. [10] Поздовжні моди відрізняються, як правило, тільки частотою. Поперечні моди мають суттєво

різний розподіл інтенсивності в перетині променю. Найбільш часто використовуються оптичні резонатори, утворені двома відбиваючими елементами, такими як дзеркала.

Оптичні резонатори зазвичай конструюються таким чином, щоб мати найбільш високу добротність (порядку $10^3 - 10^9$). Світло у резонаторі повинне відбиватися максимальну кількість раз, не затухаючи, тому ширина резонансних піків дуже мала в порівнянні з частотою випромінювання лазера.

Високі добротності порядку 10^9 поки були продемонстровані лише у макроскопічних або унікальних резонаторах, з використанням супердзеркал. Максимальні значення добротності визначаються рівнем розвитку технології виготовлення. Крім технічних обмежень, добротність звичайних квазіодномірних оптичних резонаторів пов'язана прямо пропорційно з їхніми лінійними розмірами. Це є протиріччям як з потребами експериментальної техніки — необхідністю працювати з малим числом квантів і малим об'ємом локалізації поля, так і до потреб в мініатюризації компонентів, що їх диктують розвитком волоконної та інтегральної оптики. [7]

2.2 Кільцеві резонатори

Для спектральної селекції оптичних сигналів та генерування солітонів у ВОЛЗ використовують кільцеві резонатори. Кільцевий резонатор — це оптичний резонатор, у якому світло розповсюджується по замкненій траєкторії в одному напрямку. Найпростіший кільцевий резонатор складається з двох паралельних прямолінійних хвилеводів та резонатора у вигляді кільцевого хвилеводу з радіусом R , що знаходиться між ними (рис. 2.2). [10]

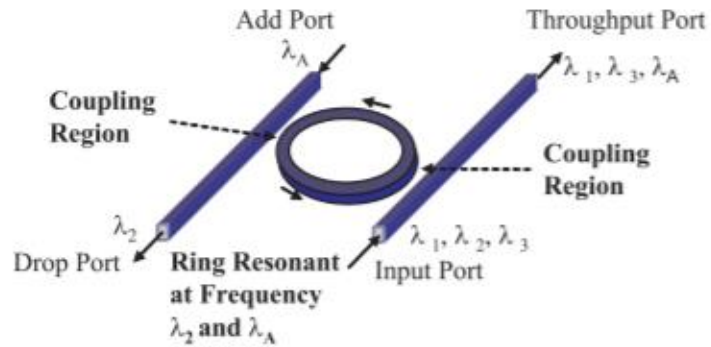


Рисунок 2.2 Приклад використання кільцевого резонатора як фільтра [11]

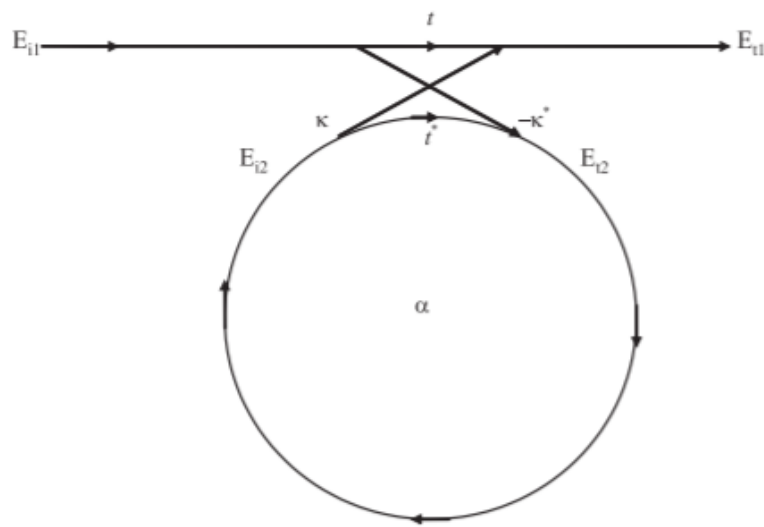


Рисунок 2.3 Модель кільцевого резонатора з одним хвилеводом [11]

Розповсюдження світла у кільцевому резонаторному фільтрі можна описати матричним відношенням:

$$\begin{pmatrix} E_{t1} \\ E_{t2} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} t & k \\ -k^* & t^* \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E_{i1} \\ E_{i2} \end{pmatrix} \quad (2.1)$$

Амплітуди E складного режиму нормалізуються, так що їх величина у квадраті відповідає потужності за модулем. Параметри з'єднання t і k залежать від специфічного механізму з'єднання, який використовується у резонаторі; $*$ позначає сполучене комплексне значення t і k відповідно.

Матриця симетрична, оскільки розглянуті зв'язки обернені. Тому

$$|k^2| + |t^2| = 1 \quad (2.2)$$

Для подальшого спрощення моделі E_{i1} обирається рівним 1. Тоді кругообіг у кільці задається виразом:

$$E_{i1} = \alpha \cdot e^{i\theta} E_{t2}, \quad (2.3)$$

де α — коефіцієнт втрат кільця (при нульових втратах: $\alpha = 1$) і $\theta = \omega L/c$, L — окружність кільця, яка задана $L = 2\pi r$, r — радіус кільця, виміряний від центру кільця до центру хвилеводу, c — фазова швидкість у кільцевому режимі ($c = c_0/n_{\text{еф}}$) і незмінна кутова частота $\omega = kc_0$, c_0 — швидкість світла у вакуумі. Хвильове число k у вакуумі пов'язане з довжиною хвилі λ через: $k = 2\pi/\lambda$. Використовуючи вакуумне хвильове число, можна ввести ефективний показник заломлення $n_{\text{еф}}$ у зв'язок з кільцем за допомогою:

$$\beta = k \cdot n_{\text{еф}} = \frac{2\pi n_{\text{еф}}}{\lambda}, \quad (2.4)$$

де β — стала поширення.

У роботі [11] показано, що вихідна потужність у схемі з одним хвилеводом розраховується за виразом:

$$E_{t2} = \frac{-k_1^* k_2 \alpha_{1/2} e^{i\theta_{1/2}}}{1 - t_1^* t_2^* \alpha \cdot e^{i\theta}}, \quad (2.5)$$

де $\alpha_{1/2} = \sqrt{\alpha}$, $\theta_{1/2} = \frac{\theta}{2}$.

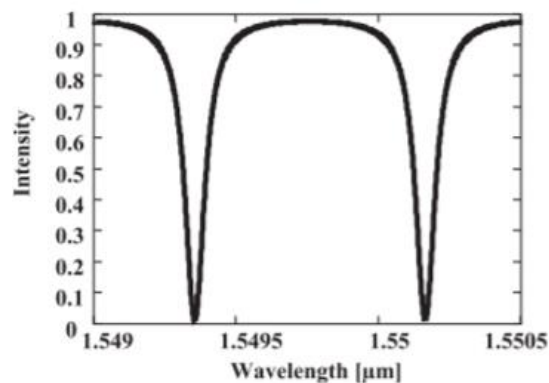


Рисунок 2.4 Спектральна характеристика кільцевого фільтру має режекторний характер

Введення оптичного сигналу у кільцевий резонатор здійснюється за допомогою смужкового хвилеводу або волокна, за рахунок електромагнітного зв'язку. При цьому у резонаторі формується хвилеводна мода, яка циркулює по кільцю. Складання фаз, виникнення резонансу та перекачування потужності з вхідного хвилеводу у резонатор відбувається, якщо виконується умова:

$$n_{\text{еф}}L/\lambda = m\pi, \quad (2.6)$$

де $n_{\text{еф}}$ — ефективний показник заломлення, L — довжина шляху, який проходить мода в резонаторі, m — ціле число.

Звідси резонансні частоти кільцевого резонатора:

$$\lambda_{\text{рез}} = \frac{n_{\text{еф}}2R}{m} \quad (2.7)$$

При резонансі з'являється мінімум спектральної потужності оптичного сигналу на виході хвилеводу введення (рис. 2.5, б). Для виведення випромінювання з резонатора використовується другий хвилевід, який має електромагнітний зв'язок з кільцевим резонатором (рис. 2.5, а).

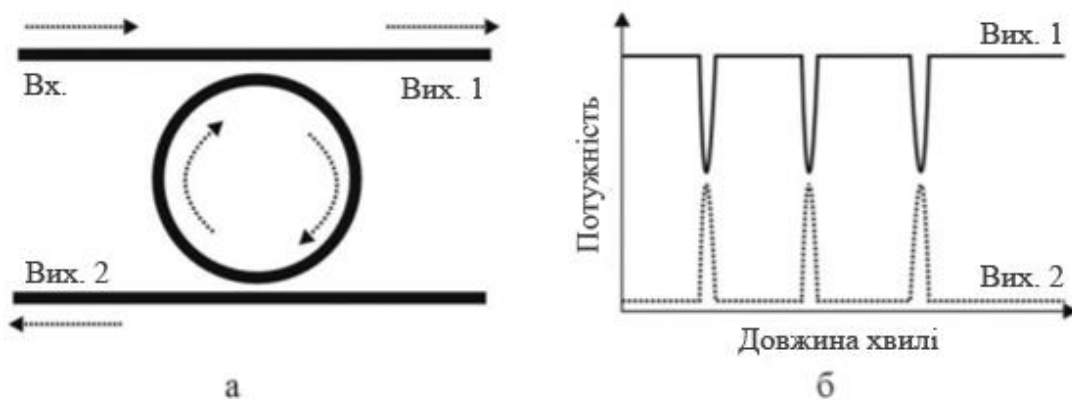


Рисунок 2.5 а — кільцевий резонатор, б — спектральна характеристика кільцевого резонатора [9]

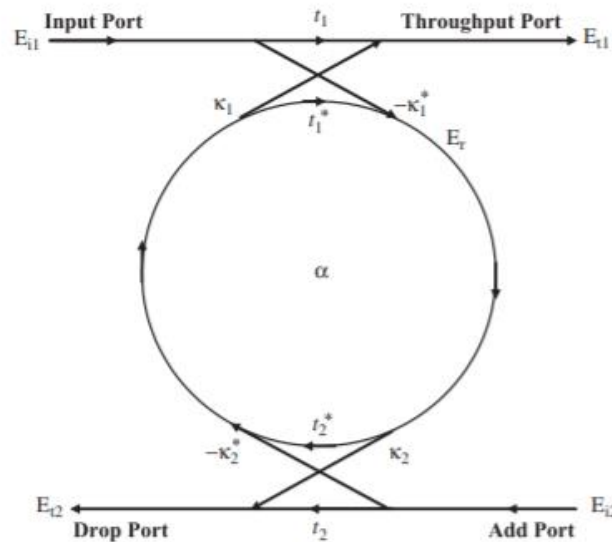


Рисунок 2.6 Модель ввід-вивід одиночного кільцевого фільтра [11]

При резонансі вихідна потужність з порту виводу рівна:

$$P_{t2-Resonance} = |E_{t2-Resonance}|^2 = \frac{(1 - |t_1|^2) \cdot (1 - |t_2|^2) \cdot \alpha}{(1 - \alpha |t_1 t_2|)^2}, \quad (2.8)$$

де $\alpha = \left| \frac{t_1}{t_2} \right|$.

2.3 Мікро-резонатори з модами шепочучої галереї

Резонатори з модами шепочучої галереї можуть стати наступним поколінням резонаторів після резонаторів Фабрі-Перо у ВОЛЗ. Резонатори з модами шепочучої галереї (МШГ) почали розвиватися у середині минулого століття, а сама історія МШГ налічує близько століття.

Таку назву моди отримали аналогічно до акустичних мод у шепочучій галереї собору Святого Павла у Лондоні (рис. 2.7), які досліджував і пояснив лорд Релей. Звук на одному кінці купола можна було легко почути на протилежному кінці — на великій відстані від джерела.

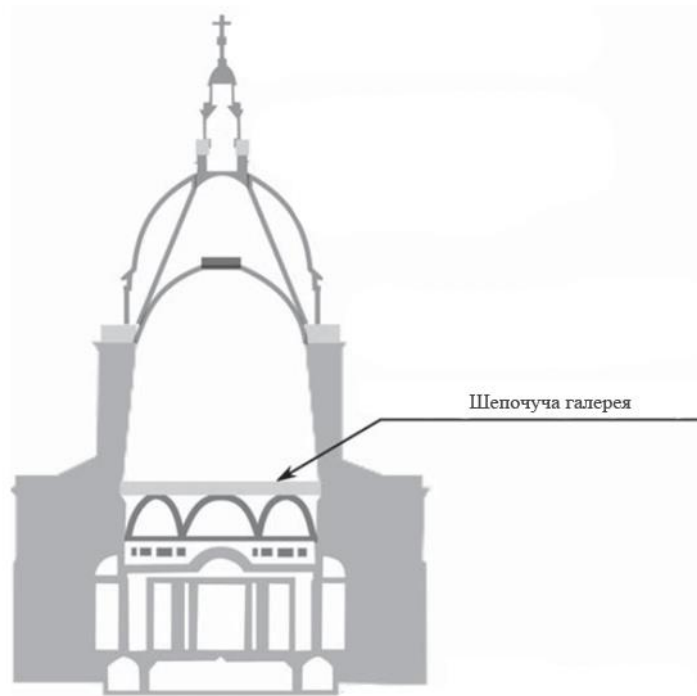


Рисунок 2.7 Модель собору Святого Павла у Лондоні з шепочучою галереєю [7]

Інтенсивність звуку у вільному просторі зменшується обернено пропорційно квадрату відстані від джерела. У шепочучій галереї, на відміну від вільного простору, всередині вузького шару, інтенсивність звуку зменшується прямо пропорційно відстані від джерела — значно повільніше, тому звук голосно чути навіть на великій відстані.

Можливість створення електромагнітних резонаторів з використанням МШГ виявив у 1939 році Роберт Ріхтмайер. Він провів розрахунок розподілу електромагнітних полів всередині і ззовні сферичного та тороїдального резонаторів. Ріхтмайер показав, що випромінювана добротність експоненційно зростає із зростанням відношення радіуса резонатора до довжини хвилі і тому не перешкоджає досягненню як завгодно високих значень добротності. [7]

Моди або хвилі шепочучої галереї — це специфічні резонанси або власні моди хвильового поля всередині резонатора з гладкими стінками. Ці моди відповідають хвилям, які рухаються по коловій траєкторії всередині резонатора. МШГ підтримуються неперервним повним внутрішнім відбиттям від поверхні резонатора, яка відповідає умовам резонансу. Після проходження одного кола в

резонаторі хвилі повертаються на ту ж саму позицію з тією ж фазою. У результаті хвилі накладаються одна на одну та формують режим стоячих хвиль. Ці резонанси сильно залежать від геометрії резонатору. [12]

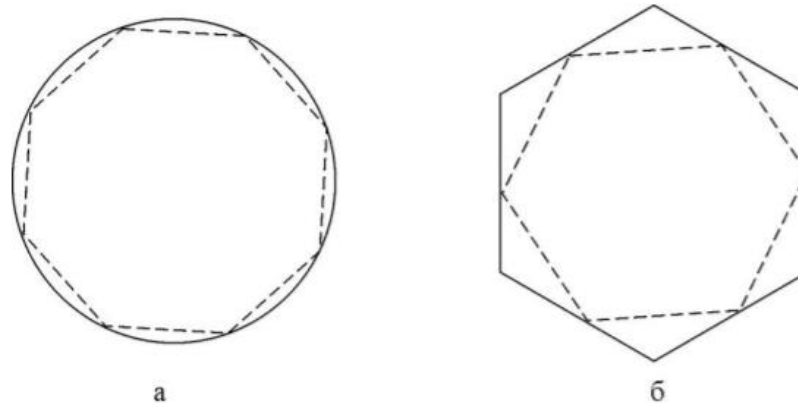


Рисунок 2.8 Розповсюдження променів при збудженні мод шепочучої галереї у резонаторі круглої (а) та багатокутної (б) форми [9]

Власні моди електромагнітного поля всередині діелектричної сфери радіусу a , розміщеної у вакуумі, можна описати у сферичній системі координат (r, ϑ, φ) з використанням: спряжених поліномів Лежандра P_l^m , сферичних функцій Бесселя j_l та сферичних функцій Хенкеля h_l):

$$\Psi_{N,l,m} = \begin{cases} AP_l^m(\cos\vartheta)e^{im\varphi}j_l(k_{1,\zeta}); & r < a \\ BP_l^m(\cos\vartheta)e^{im\varphi}h_l(k_{0,\zeta}); & r > a \end{cases}; \quad k_{0,\zeta} = \frac{W_\zeta}{c_0}; \quad k_{1,\zeta} = k_{0,\zeta}\sqrt{\varepsilon\mu}, \quad (2.9)$$

де W_ζ — кутова частота резонансу, c_0 — швидкість світла у вакуумі, ε — відносна електрична проникність сфери, μ — відносна магнітна проникність сфери. N, l, m — це радіальні, полярні та азимутальні модові числа, які разом з поляризацією p однозначно визначають власні моди сфери (багатомодовий індекс $\zeta = (N, l, m, p)$). Відношення A/B та $k_{0,\zeta}$ визначаються особливостями граничних умов на поверхні кільцевого резонатора. Частота резонансу залежить лише від індексів N і l а також поляризації.

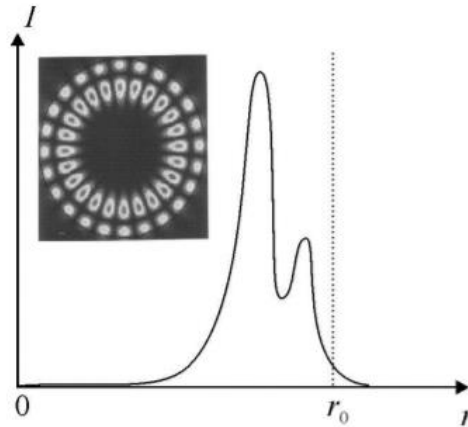


Рисунок 2.9 Розподіл інтенсивності моди з $N = 1$ у кільцевому резонаторі, що має радіус r_0 . Енергія електромагнітної хвилі зосереджена поблизу межі розділу середовищ [9]

Резонатори з МШГ НВЧ-діапазону набули широкого використання в експериментальній фізиці та радіотехніці. Їх головною особливістю є висока добротність, яка становить близько 10^8 , при температурі рідкого азоту, і понад 10^9 при гелієвих температурах (резонатор з Al_2O_3 з діаметром $D \approx 10$ см), яка обмежена НВЧ-поглинанням у матеріалі. При зменшенні лінійних розмірів резонатора на три-чотири порядки і при використанні матеріалу з досить малими власними втратами можливе створення високодобротного оптичного діелектричного мікрорезонатора з такими модами. Ідея таких резонаторів полягає в тому, щоб радикально зменшити втрати при відбиванні від межі розподілу, перейшовши від нормального падіння променів до ковзаючого. [7]

2.4 Висновки з розділу 2

У другому розділі були розглянуті фізичні принципи роботи мікро-кільцевих резонаторів з коливаннями шепочучої галереї. Розглянуто історію розробки резонаторів для оптичних систем зв'язку. Досліджено принцип роботи, переваги та недоліки резонатора Фабрі-Перо. У таких резонаторах світло багаторазово відбивається від стінок всередині резонатора, утворюючи стоячі хвилі з певними

резонансними частотами. Добротність резонаторів Фабрі-Перо порядку $10^3 - 10^9$ і прямо пов'язана з їхніми лінійними розмірами, що є недоліком при сучасних потребах у мініатюризації елементів зв'язку.

Досліджено кільцеві резонатори які використовують для спектральної селекції сигналів та генерування оптичних солітонових гребінок. У кільцевому резонаторі формується хвильоводна мода, яка циркулює по кільцю. Розглянуто фізичні принципи функціонування, спектральні характеристики та моделі кільцевих мікро-резонаторів.

Проаналізовано резонатори з модами шепочучої галереї. Моди або хвилі шепочучої галереї — це специфічні резонанси або власні моди хвильового поля всередині резонатора з гладкими стінками. Ці моди відповідають хвилям, які рухаються по коловій траєкторії всередині резонатора. Резонатори з модами шепочучої галереї можуть стати наступним поколінням резонаторів після резонаторів Фабрі-Перо у ВОЛЗ.

3 ВИКОРИСТАННЯ МІКРОРЕЗОНАТОРІВ ДЛЯ ГЕНЕРУВАННЯ СОЛІТОНІВ

3.1 Використання мікрорезонаторів для систем зв'язку

Унікальні спектральні характеристики резонаторів з модами шепочучої галереї: вузька смуга пропускання, перелаштовуваність і висока стабільність по відношенню до зовнішніх умов, роблять їх доволі привабливими для безлічі практичних застосувань. Серед застосувань пасивних РШГ: фільтрація, стабілізація частоти та створення різноманітних сенсорів. Застосування резонаторів з МШГ як фотонних фільтрів сьогодні розвивається найшвидше. Основним завданням фільтрів для оптичних телекомунікацій є селекція каналів у схемах мультиплексування зі спектральним розділенням каналів (WDM). У випадку, коли відстань між каналами становить не менше 10 ГГц, кільцеві резонатори з МШГ і аналогічні пристрої з добротністю $Q < 1 \times 10^5$ є цілком адекватними рішеннями завдання селекції каналів.

Надвисокодобротні РШГ з резонансами шириною в декілька мегагерц відкривають унікальні можливості для створення мікрохвильових фотонних фільтрів, у яких оптична селекція використовується для поділу радіочастотних каналів, закодованих на бічних смугах стабільної оптичної несучої. Важливі застосування для РШГ з'являються також у метрології для стабілізації частоти в оптичному і мікрохвильовому діапазонах. У цьому випадку великий час життя фотона у РШГ допомагає придушити фазові та частотні флуктуації генераторів.

Гігантська добротність і, відповідно, великий час циркуляції світла у компактних РШГ відкриває нові цікаві можливості для спектроскопії та створення широкого спектру датчиків і сенсорів, в яких зміни добротності або резонансної частоти можуть служити для виміру властивостей навколишнього середовища таких як температура, тиск, зсув і т.д. [7]

3.2 Генерація оптичних імпульсів з допомогою лазерів

Оптоелектронний генератор (ОЕГ) є пристроєм, який видає спектрально чистий сигнал частотою в десятки гігагерц, використовуючи методи фотоніки. Джерелом світлової енергії в ОЕГ є лазер з неперервним накачування. Генерування імпульсів відбувається за наступним алгоритмом:

- Випромінювання лазера спочатку проходить через модулятор і пристрій, який запасає оптичну енергію, наприклад через довге оптичне волокно або резонатор.
- Після резонатора отримане підсилене випромінення на швидкому фотодіоді перетворюють у електричний сигнал.
- Високочастотний електричний сигнал на виході фотодіода посилюється, фільтрується і потім подається на модулятор.
- У результаті петля зворотного зв'язку замикається. Якщо повне підсилення перевищує лінійні втрати у петлі зворотного зв'язку, то система починає генерувати коливання на частоті, яка визначається фільтром.

Використання оптичних елементів, які запасають енергію, дозволяє отримати виключно високі добротності і генерувати спектрально чисті сигнали в оптичному діапазоні. Шумові характеристики генератора визначаються часом запасання енергії або добротністю. Зокрема, затримка у волокні довжиною в сотні метрів дає мікросекундний час запасання, що відповідає добротності порядку мільйона для частоти генерації 10 ГГц. Волоконна лінія затримки забезпечує також можливість генерації у широкому діапазоні частот без звичайного погіршення добротності на високих частотах.

У звичайному ОЕГ довга волоконна лінія затримки підтримує безліч НВЧ, накладених на оптичну хвилю. Для здійснення стабільної одномодової генерації в електронну частину зворотного зв'язку ОЕГ потрібно включити вузькосмуговий електронний фільтр. Центральна частота такого фільтра визначає робочу частоту ОЕГ. Хоча такий підхід і забезпечує високочастотний сигнал необхідної

спектральної чистоти, фізичні габарити ОЕГ виявляються досить громіздкими, оскільки необхідні кілометрові волоконні лінії затримки. Цей підхід дозволяє перелаштовуванням резонатора вибрати практично будь-яку смугу генерації. [7]

3.2.1 Неперервна генерація з допомогою резонаторів з МШГ

Одним з найпростіших підходів до створення лазерів на основі РШГ є використання для виготовлення самого резонатора твердих діелектриків, допованих активними речовинами, наприклад іонами рідкоземельних елементів.

У роботі [13] було продемонстровано лазер з порогом накачування 200нВт на основі мікрорезонаторів сферичної форми радіусом $a \approx 25\text{-}50$ мкм, виготовлених зі скла з неодимом. Мікросфери формувалися при оплавленні кінчика допованого неодимом кварцевого волокна. Добротність резонатора склала 2×10^9 . Такі резонатори легкі у відтворенні, використанні та введенні світла з допомогою призми. Низькі пороги, для лазерної взаємодії у мікросферах на основі діоксиду кремнія, легovanого Nd, дає можливість, для створення «безпорогового» мікролазера з декількома активними іонами, при температурі рідкого гелія.

Іони неодиму забезпечують зручну чотирьохрівневу лазерну систему, яка може накачувати на переході ${}^4I_{9/2} - {}^4F_{5/2}$ діодним лазером з довжиною хвилі $\lambda \approx 810$ нм. Лазерний перехід ${}^4F_{3/2} - {}^4I_{11/2}$ у діапазоні 1060-1090 нм пов'язує довгоживучий верхній рівень з нижнім рівнем, який легко спустошується за рахунок фононної релаксації, що забезпечує тим самим сильну інверсну заселеність.

На рис. 3.1 продемонстровано резонатор, у якому МШГ збуджуються за допомогою затухаючого хвильового зв'язку з призмою через проміжок сфера-призма, котрий можна регулювати з нанометричною точністю. Випромінення накачування на довжині хвилі 807 нм і промінь зонда 1080 нм може бути складений з допомогою дихроматичного дзеркала DM. Поглинання випромінення накачування контролюється з допомогою PD1. Лазерне світло або флуорисценція

детектується на виході монохроматора PD2. Бічна флуоресценція легованої сфери вимірюється фотодіодом PD3, після прибирання розсіяного світла накачування фільтром RG850. Мікросферу також можна спостерігати через камеру, з'єднану з стереомікроскопом.

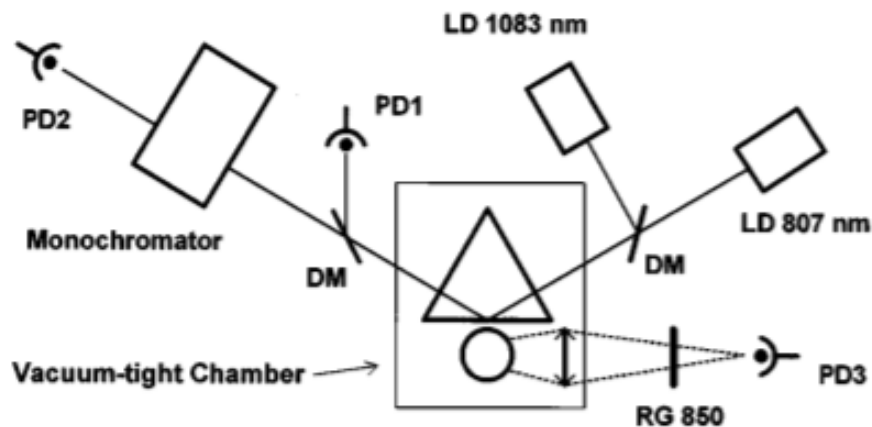


Рисунок 3.1 Експериментальна установка [13]

Спектр флуорисценції на переході $^4F_{3/2} - ^4I_{11/2}$ зображено пунктирною лінією на рис. 3.2. Її широкий профіль є результатом суперпозиції десяти різних ліній між Старківськими підрівнями верхнього та нижнього станів, кожна лінія перекривається зі своїми сусідами через їх однорідні та неоднорідні ширини, порядку 6 нм. Загалом, лазерне випромінення відбувалося у багатомодовому режимі з модами, розподіленими по всій спектральній області, як зображено суцільною лінією на рис. 3.2. Режими генерації гарно відтворюють квазіперіодичний спектр МШГ, де сусідні моди відрізняються на одиницю моменту імпульсу. Відстань між ними у 4,5 нм на довжині хвилі 1083 нм узгоджується з еквівалентним «вільним спектральним діапазоном» сфери ($c/2\pi Na$), де $2a$ — діаметр сфери, N — показник заломлення $N=1,45$.

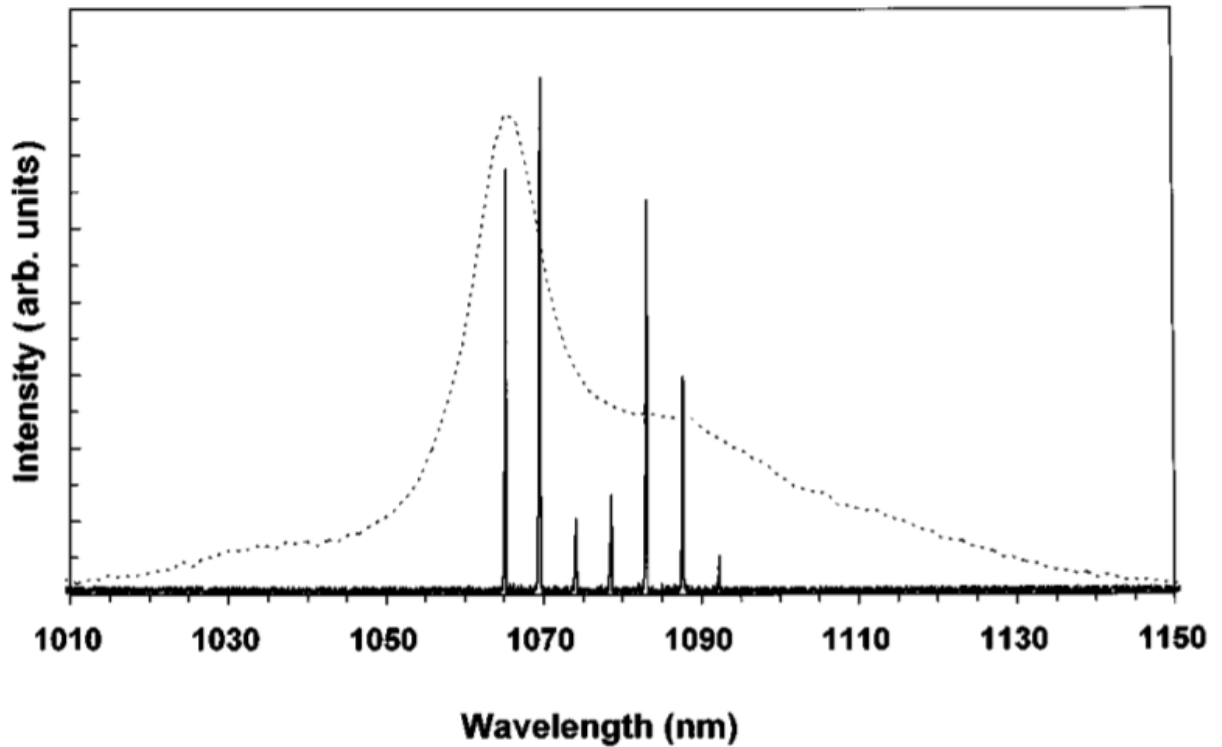


Рисунок 3.2 Типовий спектр багатомодового лазера (суцільна лінія) згенерована з допомогою мікросфери допованої неодимом діаметром 56 мкм. Пунктиром — флуорисцентний спектр нижче порогу. [13]

При ближчому розгляді кожен з піків на рис. 3.2 складається з трьох або чотирьох сусідніх лазерних ліній з відстанню між ними близько 0,06 нм. Ці моди відповідають різним m азимутним числам $|m| = l, l - 1, l - 2 \dots$ зі збільшенням просторових розширень в полярному напрямку. Схожі на поперечні, ці моди будуть виродженими для ідеальної сфери. [13]

3.3 Солітони, згенеровані у мікрорезонаторах

В основі систем терабітного когерентного оптичного зв'язку лежить використання часових дисипативних Керрівських солітонів (ДКС) у мікрорезонаторах. ДКС представляють собою самодостатні, стаціонарні та локалізовані рішення затухаючого, керованого і відрегульованого нелінійного

рівняння Шредінгера. Генерація дисипативних Керрівських солітонів забезпечує механізм, за допомогою якого можуть бути синтезовані когерентні оптичні гребінки з шириною смуги, що перевищує одну октаву. Солітонові мікро-гребінки компактні, сумісні з обробкою на інтегральних чіпах, працюють на малій потужності з інтервалом між каналами від гігагерців до терагерців і можуть забезпечувати реалізацію частотних сот у віддалених і мобільних мережах. [14]

Нелінійний ефект Керра використовують у інтегрованих оптичних мікрорезонаторах для генерації множини симфазних частотних ліній з частотними гребінками. Інтервал між лініями може досягти 100 ГГц, що робить систему відмінним багатохвильовим джерелом світла для застосування у ВОЛЗ. Дослідження стану частотних гребінок продемонстрували формування темних імпульсів у мікрорезонаторі при нормальній дисперсії. Такого роду «темно-імпульсні» гребінки популярні серед науковців через можливість використання у когерентних комунікаціях за рахунок високого коефіцієнту корисної дії. [15]

Суть ефекту Керра полягає у залежності значення показника заломлення оптичного матеріалу пропорційно квадрату напруженості прикладеного електричного поля. Під впливом зовнішнього постійного або змінного електричного поля у середовищі може спостерігатися подвійне заломлення променів, внаслідок зміни поляризації речовини. Ефект Керра обумовлений поляризовуваністю середовища, яка відбувається у результаті зміни електронних орбіталей атомів середовища або внаслідок переорієнтації молекул. У оптичних системах ефект Керра обумовлений світовими сигналами. Світло у середовищі викликає зміну показника заломлення, який пропорційний локальній освітленості. Цей ефект стає значним тільки при дуже інтенсивних променях, наприклад, від лазерів. [16]

Дисипативні солітони врівноважують втрати та підсилення в активних середовищах, а також утримують баланс між дією нелінійності та дисперсії групових швидкостей. Дисипативні оптичні солітони виникають у лазерах з синхронізацією мод та у системах з параметричним підсиленням від чотирьох

хвильового змішування. ЧХЗ є базовим процесом, який є умовою для утворення Керрівських частотних гребінок у мікрорезонаторах. Такі дисипативні солітони, підтримувані параметричним підсиленням, вперше були досліджені в оптичних мікрорезонаторах.

ДКС можуть мимовільно утворюватися у параметрично-керованих Керрівських частотних гребінках у оптичних мікрорезонаторах. У цих системах оптичні бічні смуги генеруються за допомогою процесів чотирьох хвильового змішування і піддаються процесу самоорганізації, який призводить до появи послідовності солітонових імпульсів.

На рис. 3.3 А продемонстровано формування дисипативного солітона у мікротіцевому резонаторі з модами шепочучої галереї. У фотонному чіпі, керованому лазером з неперервною генерацією, циркулюють ДКС. Ці ДКС у частотній області відповідають когерентній оптичній частотній гребінці. Оптична частотна гребінка показана з двома дисперсійними оптичними хвилями, які є результатом дисперсії більш високого порядку. На (рис. 3.3 В) оптичний спектр ДКС у кристалічному резонаторі MgF_2 . На (рис. 3.3 С) зображення оптичного спектру, яке демонструє локалізовані оптичні імпульси, які періодично виникають, розділені відстанню між лініями солітон-мікрогребінка.

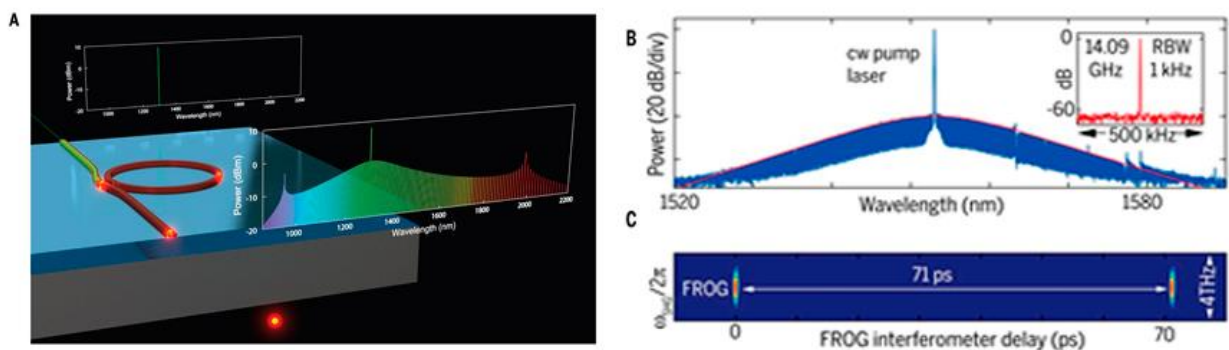


Рисунок 3.3 Технологія утворення солітонових мікрогребінок [14]

3.4 Недоліки формування оптичних солітонів у лазерах

Зазвичай, для генерації солітонів та синхронізації мод потрібен механізм формування імпульсів. Цей механізм можна забезпечувати багатьма способами, наприклад, з допомогою швидко насичуваного поглинача. Він перетворює світло, яке циркулює у резонаторі, в імпульс. У такому випадку найменша тривалість імпульсу обмежена часом релаксації поглинача.

Іншим методом синхронізації мод є лазери з синхронізацією мод. У цьому випадку механізм формування імпульсів забезпечується шляхом утворення солітонів під дією негативної дисперсії групових швидкостей та фазової самомодуляції у резонаторах з нелінійностями. Фізику цього процесу було розглянуто у розділі (1.3) та (1.4). Цей метод широко використовують та достатньо досліджено для генерації ультра-коротких імпульсів.

Недоліком цього методу є те, що лазери з синхронізацією мод для генерації солітонів вимагають насичуваного поглинача. Цей поглинач повинен забезпечувати стійкість солітонів до росту вузькосмугового неперервного шуму. Шум виникає через взаємодію та зміну форми солітона у резонаторі лазера. Час релаксації поглинача, при цьому, не обмежує тривалість солітонів. [17]

3.5 Формування оптичних солітонів у мікрорезонаторах

Утворення солітонів у мікрорезонаторах схоже на формування солітонів у лазерах. Як і у випадку з солітоновим режимом синхронізації лазера, солітони у мікрорезонаторах утворюються за рахунок балансу нелінійності у резонаторі та фазової самомодуляції. Мікрорезонатори збуджуються неперервними хвилями від лазера накачування. Перетворення випромінювання лазера з безперервним накачуванням в інші частотні компоненти і посилення нових частотних складових відбувається виключно через вплив параметричного посилення. Параметричне посилення виникає за рахунок Керрівської нелінійності матеріалу резонатора.

Неперервні хвилі лазера накачуванням безпосередньо збігаються зі спектральними складовими солітонів. Важливо відзначити, що для стабільності солітонів не потрібен насичуваний поглинач. Через втрати у резонаторі ці солітони є дисипативними за своєю природою і їхнє виживання вимагає джерела енергії для поновлення. Останнє забезпечується неперервним і когерентним управлінням резонатором.

Шум безперервного хвильового режиму, у якому існують солітони у мікрорезонаторах, сильно відрізняється від шкідливого неперервного шуму у лазерах з синхронізацією мод. Цей шум — це внутрішнє поле, яке створює лазер накачування. Це не вузькосмугові неперервні шумові імпульси низької інтенсивності, створювані збудженням солітона. На відміну від спектрально обмеженого, але неперервного середовища підсилення лазера (неперервного в тому сенсі, що лазер може посилювати будь-який частотний компонент в межах смуги пропускання підсилення) параметричний профіль підсилення є частотно-вибірковим (перетворення енергії має повністю перетікати у процесах перетворення частоти). Більш того, параметричний профіль підсилення залежить від частоти та інтенсивності світла, присутнього у резонаторі, і залежить від фазово-когерентної взаємодії між усіма цими світловими частотами. Тож зрозуміло, що зростання дестабілізуючого неперервного шуму, зазвичай, не підтримується у мікрорезонаторі при формуванні солітонів.

3.5.1 Опис виникнення солітонів у мікро-резонаторах

Для опису виникнення солітонів у мікро-резонаторах можна використати рівність Луджато-Лефеве. [19] Для множини рішень аналітична форма виразу має вигляд:

$$\Psi(\phi) \cong C_1 + C_2 \cdot \sum_{j=1}^N \operatorname{sech}\left(\sqrt{\frac{2(W_0 - W_p)}{D_2}}(\phi - \phi_j)\right), \quad (3.1)$$

де Ψ — комплексна амплітуда поля, ϕ — кутова координата всередині резонатора, ϕ_j — кутова координата j -го солітона, W_p — частота лазера накачування, N — число солітонів. Комплексні числа C_1 та C_2 повністю визначаються параметрами резонатора та умовами накачування. На практиці формування імпульсів у резонаторі відповідає стабільним часовим дисипативним солітонам. Вираз (3.1) допомагає з визначенням найменшої можливої тривалості часового солітона (FWHM):

$$\Delta t_{min}^{FWHM} \approx 2 \sqrt{\frac{-\beta_2}{\gamma \mathcal{F} P_{in}}}, \quad (3.2)$$

де \mathcal{F} — добротність резонатора, P_{in} — потужність накачування, β_2 — дисперсія групових швидкостей, $\gamma = \frac{W}{c} \frac{n_2}{A_{ef}}$ — нелінійність, що існує у мікрорезонаторі з площею нелінійності мод A_{ef} та нелінійним індексом заломлення n_2 .

Отже, стабільне формування солітонів у мікрорезонаторах не вимагає насичуваного поглинача, і виникнення солітонів добре описується рівністю Луджато-Лефевєр. [17]

Оптичний спектр на рис. 3.4 одного солітона (синій), згенерований у резонаторі з MgF_2 на частоті 14,1 ГГц із резонансною шириною 80 кГц. Спектр підсилений та розширюється до суперконтинууму (червоний) у високонелінійному волокні.

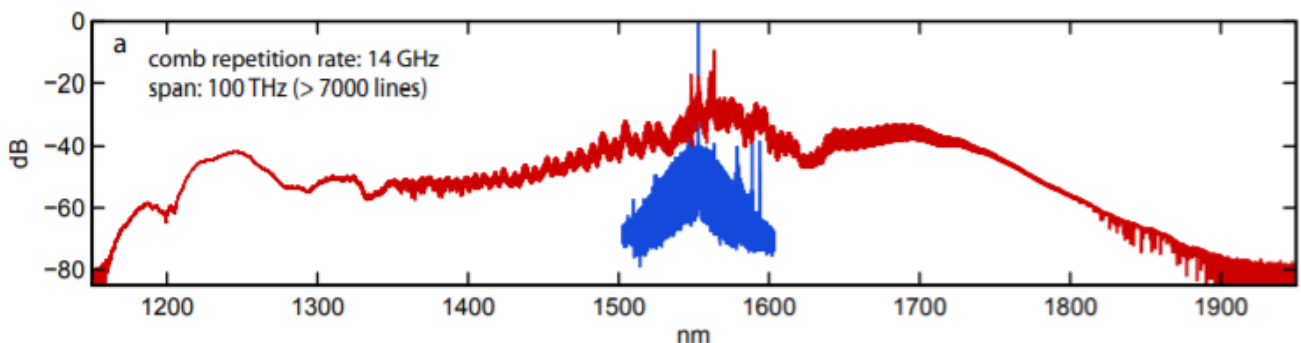


Рисунок 3.4 Зовнішнє розширення надкоротких імпульсів (приблизно 112 фс) від мікрорезонатора [17]

3.6 Формування солітонових гребінок у мікрорезонаторах

Раніше було продемонстровано оптичні гребінки, які утворювалися під час взаємодії лазера з неперервним накачуванням відомої частоти з монолітними резонаторами з надвисоким Q в режимі шепчучої галереї. Генерація гребінки заснована на процесі чотирьоххвильового змішування та гіперпараметричних коливань, які виникають у резонаторі.

Велика внутрішньорезонаторна інтенсивність у РШГ з високою добротністю дозволяє чотирьохфотонному процесу перетворювати два фотона накачування у дві бічні смуги фотонів (сигнальну та холосту). Сума частот генерованих фотонів дорівнює подвоєній частоті накачування світла через закон збереження енергії. Збільшення потужності накачування приводить до каскадного процесу, який генерує декількох рівновіддалених сигналів та холості гармоніки (оптична гребінка), а також призводить до взаємодії гармонік. Оптичні несучі у гребінці, зазвичай, мають відстань між каналами, яка дорівнює вільному спектральному діапазону резонатора.

У роботі [18] продемонстровано генерування перелаштовуваних оптичних гребінок у резонаторах CaF_2 діаметром 2,55 мм та добротністю порядку $2,5 \times 10^9$. Оптичні гребінки мали в резонаторі діапазон частот $25 \times m$ ГГц (m — ціле число). Інтервал (число m) змінювали контрольованим шляхом з допомогою вибору правильного налаштування несучої частоти лазера накачування по відношенню до обраної частоти МШГ.

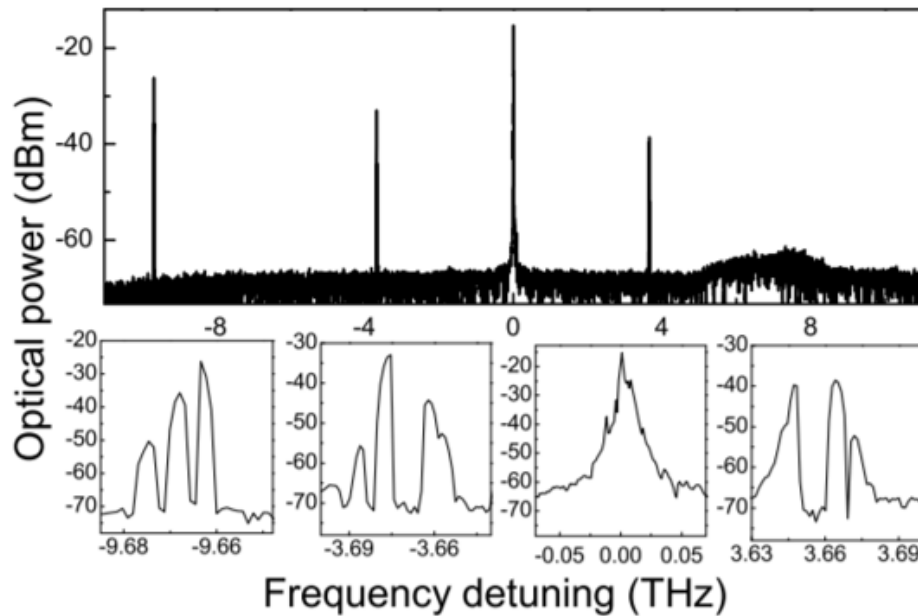


Рисунок 3.5 Частотний спектр ВКР (~9,67 ТГц від несучої) та гіперпараметричних коливань у мікрорезонаторі з CaF_2 [18]

Світло від лазера з довжиною хвилі 1550 нм відправляється у МШГ резонатор за допомогою призми та виводиться через другу з'єднувальну призму. Отримане світло направляли в одномодове волокно. Спектральна частота сигналу збільшується зі збільшенням добротності МШГ, оптичної потужності генерованих бічних смуг та спектральної ширини гребінки. Утворення сигналів з рознесенням 25 ГГц та шириною лінії менше 40 ГГц обмежується лише налаштуваннями експерименту.

Зміна параметрів блокування при збільшенні потужності лазера дозволяє тримати лазер у стані блокування. Модифікація блокувальних параметрів дозволяє поступово змінювати налаштування лазерної частоти від резонансної, що призводить до модифікації гребінки. Накачування базової модової послідовності світлом маючи велику потужність призводить до гіперпараметричних коливань, які відбуваються разом з вимушеним комбінаційним розсіюванням. Частотний розподіл між модами, які беруть участь у процесі набагато менше ніж FSR резонатора. Генерація фотонів пар на відстані близько 8 ТГц від частоти накачування пояснювалась впливом дисперсії

волокна. Дисперсія призводить до узгодження фаз для генерації сильно неналаштованого сигналу та холостого ходу при накачуванні волокна з нульовою дисперсією (рис. 3.5).

Можливість генерації фотонних пар далеко від частоти накачування робить МШГ резонатор на основі гіперпараметричного генератора гарним інструментом для квантового зв'язку та квантових криптографічних мереж. Генератор не має великих втрат на з'єднанні. Крім того, не має проблем з розподілом вузькосмугових фотонів без втрат з несучими частотами віддаленими на декілька терагерц один від одного.

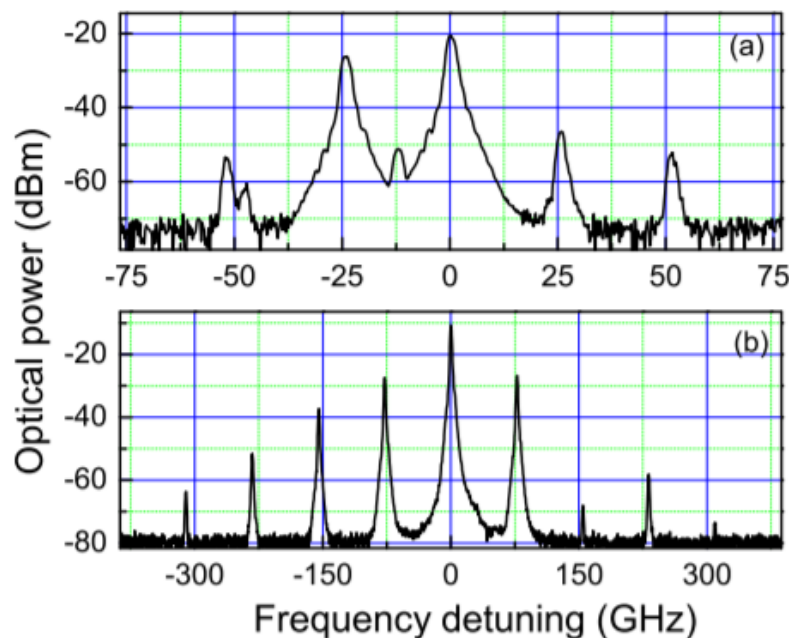


Рисунок 3.6 Висока модова щільність у резонаторах іноді призводить до значної асиметрії сигналу та бічних смуг [18]

Взаємодія сигналу та холостих гармонік стає ще більш вираженою, якщо збільшувати потужність накачування для генерації оптичних гребінок. Гребінки шириною більше 30 ТГц спостерігали при потужності накачування 50 мВт (рис. 3.7). Несучі гребінок модульовані: очевидно, що гребінка генерується з набору мод, який змінює свою форму з частотою. Існує можливість управляти

налаштуванням частоти повторення гребінки шляхом зміни частоти лазеру накачування. [18]

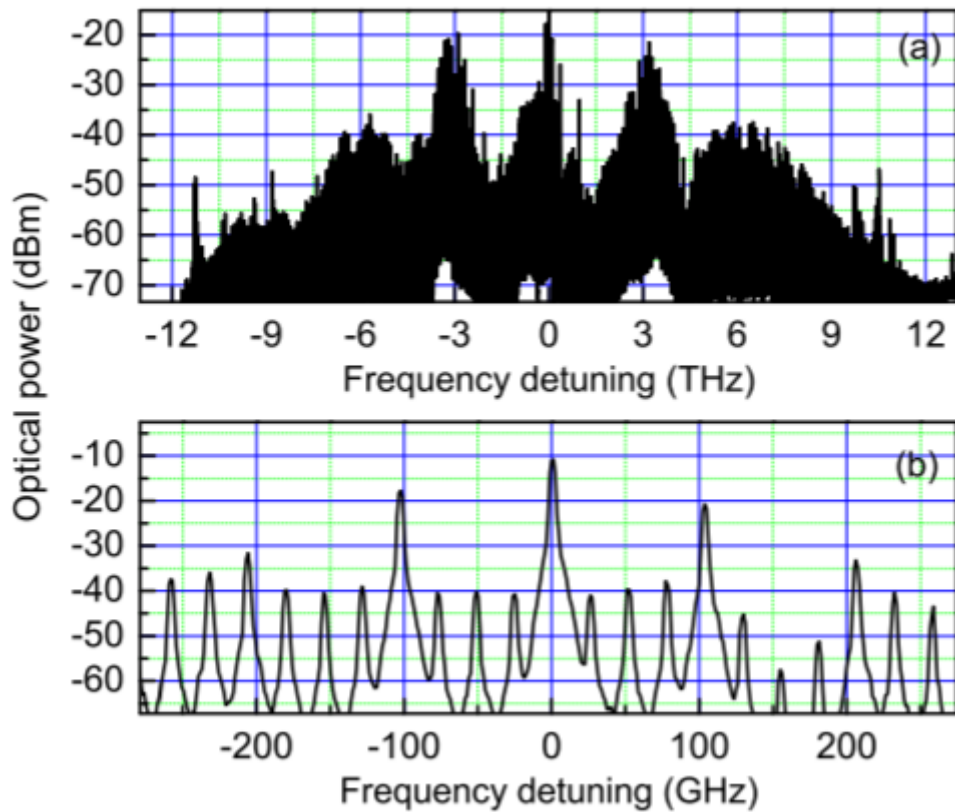


Рисунок 3.7 Оптична гребінка, згенерована лазером з потужністю 50 мВт [18]

У роботі [19] показано, що для налаштування на гребінку з завадами у резонаторах з MgF_2 достатньо повільно перебудувати частоту лазеру з синьої в червону область. Тому що у MgF_2 при нагріванні потужним лазером накачування терморефракційний ефект компенсує зсув власних частот, викликаний тепловим розширенням. Червона область — це верхня гілка існування Керрівських частотних гребінок. Таким чином послідовно збуджуються поодинокі бічні лінії далеко від накачування — утворюється режим модуляційної нестійкості (їх положення визначається дисперсією другого порядку), далі завдяки каскадній чотирьоххвильовій взаємодії, збуджуються всі лінії на відстані однієї вільної області (ОВО) і частотна гребінка повністю заповнюється.

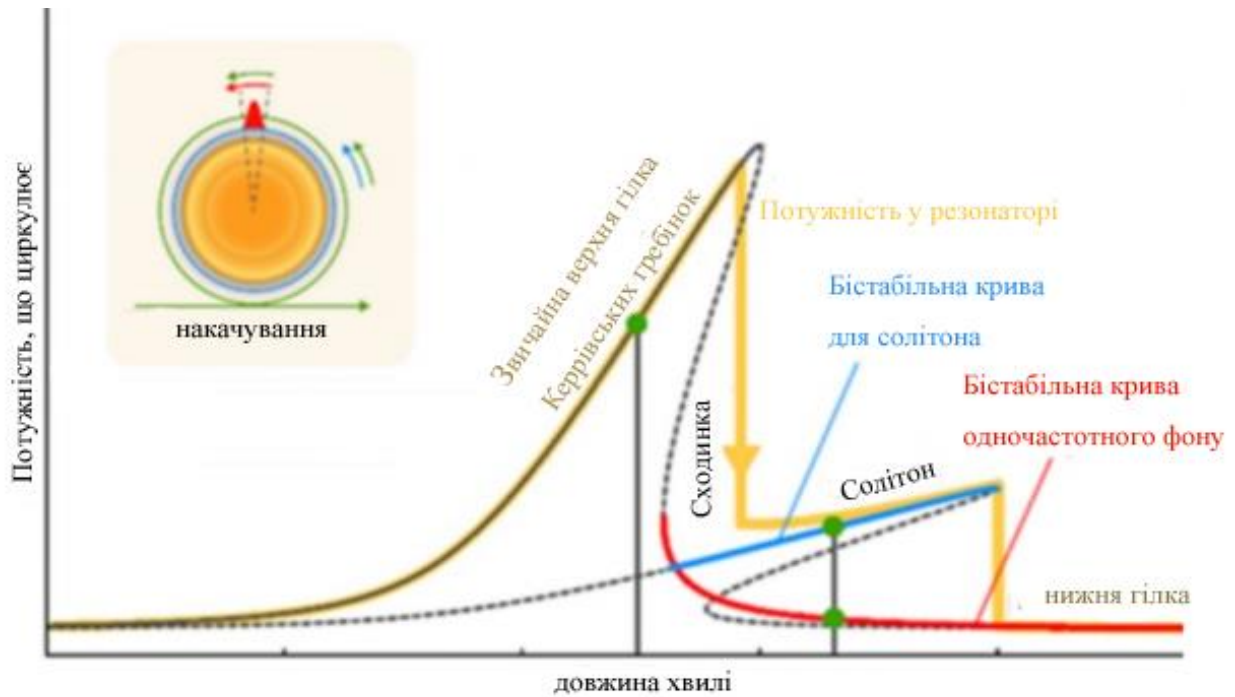


Рисунок 3.8 Нелінійний резонанс з солітоною сходиною та бістабільною кривою [19]

Для досягнення солітонового режиму потрібно швидке перелаштування лазера, таким чином, щоб тепловий нагрів і зрушення моди резонатора не призводило до виходу частоти лазера накачування з області існування солітонів.

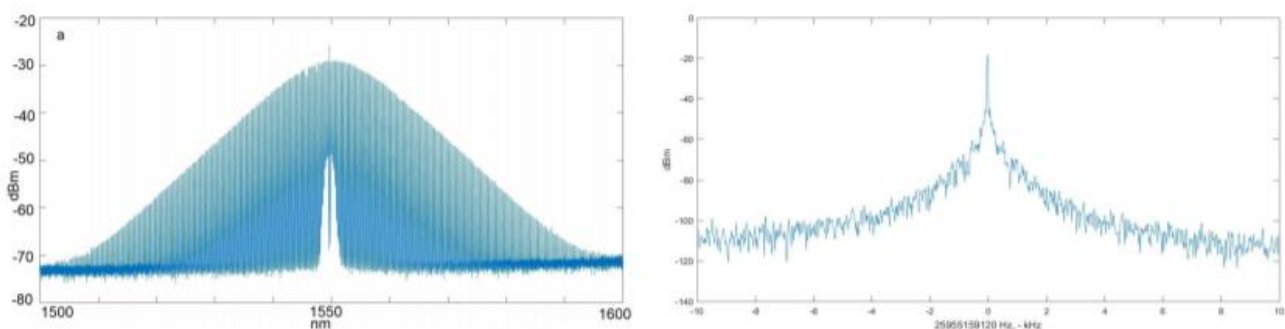


Рисунок 3.9 Експериментальна картина пропускання резонатора на осцилографі при накачуванні потужним лазером, лінійно перелаштовуваним по частоті [19]

На (рис. 3.9) оптичний спектр з ОВО близько 26 ГГц, отриманий у резонаторі діаметром 2.4 мм. Регулюючи положення оптичного волокна з резонатором

можна отримати спектр з мінімальною кількістю ефектів нормального розщеплення мод. У резонаторах малого діаметру теплова нелінійність переважає і ширина солітонових сходинок менше 1 МГц.

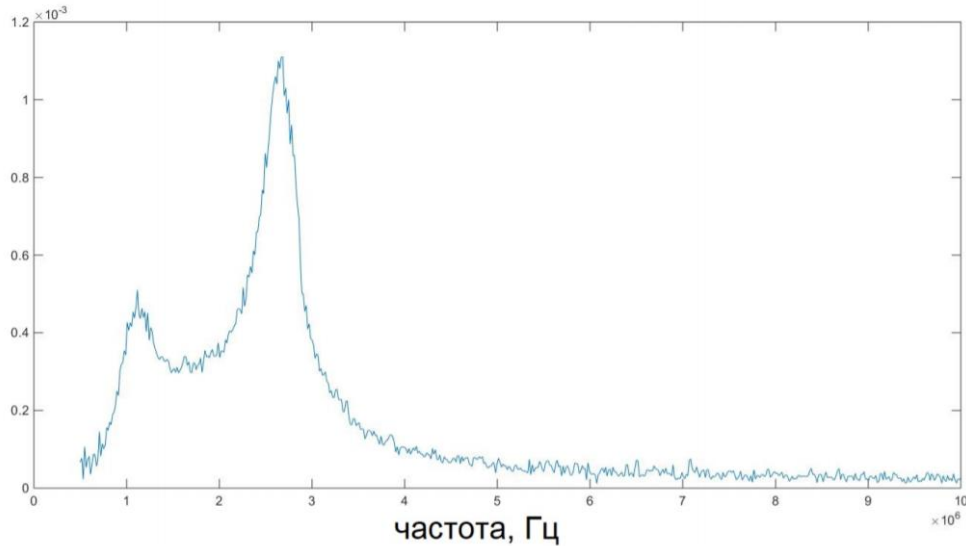


Рисунок 3.10 Відгук системи на аналізаторі кіл при скануванні частоти фазової модуляції [19]

Для контролю поточного значення перелаштування лазера від частоти холодного резонансу лазер накачування фазово модулювався сигналом, що подається з панорамного індикатора, далі сигнал пропускання системи з фотодетектора подавався на панораму і спостерігалися 2 піки (рис. 3.10), правий пік відповідав поточному перелаштуванню лазера від резонансу МШГ, інший пік, на постійній частоті, говорив про наявність солітонового режиму і кількості солітонів у резонаторі. Таким чином можна вручну перелаштовувати частоту лазера для стабілізації солітона у багатосолітоновому та односолітоновому режимі. [19]

3.6.1 Формування оптичних гребінок для систем зв'язку

У дослідженні [15] для генерації частотної гребінки був використаний мікрорезонатор з нітриду кремнію Si_3N_4 . Радіус резонатора склав 100 мкм, що призвело до формування вільного спектрального діапазону у 230 ГГц. Кільцевий хвилевід, шириною 2 мкм і товщиною 600 нм, мав нормальну дисперсію у всьому С-діапазоні. Показник внутрішньої добротності склав 1.6 мільйона. Під час експериментів використовувався перелаштовуваний лазер з зовнішнім резонатором з шириною лазерного випромінювання менш, ніж 10 кГц. Перш, ніж досягти мікрорезонатора, лазерне випромінювання посилюється і фільтрується для досягнення неперервного потоку накачування в 25.6 дБм.

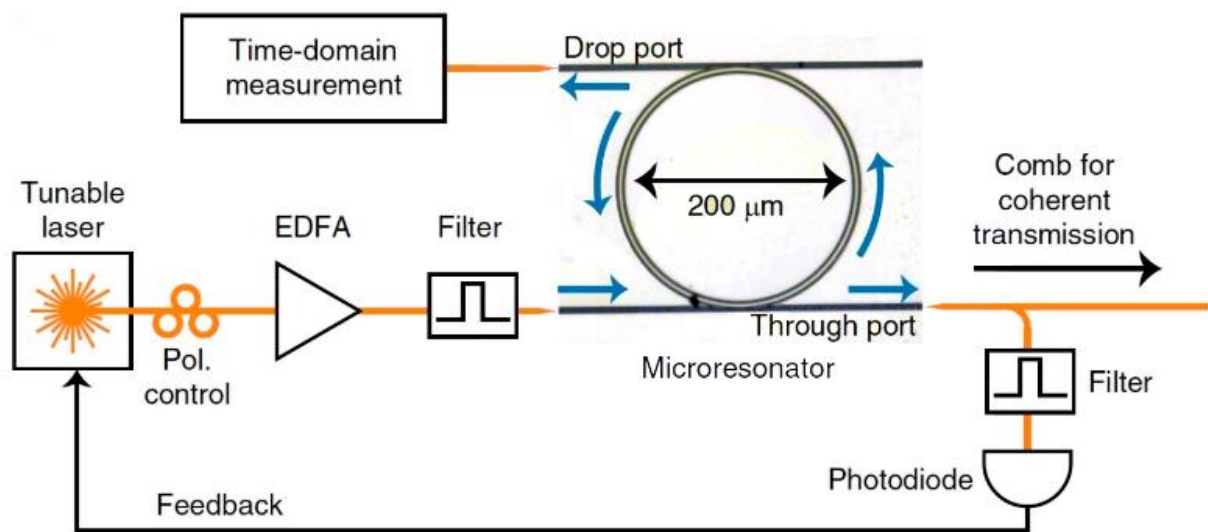


Рисунок 3.11 Схема генерації оптичної гребінки [15]

На (рис. 3.11) продемонстрована схема налаштування процесу генерації гребінки. При великій потужності накачування втрати на стороні волоконно-оптичного зв'язку склали приблизно 5 дБ/грань. Мікрорезонатор оснащений як пропускним портом так і портом виводу, останній використовується для оцінки форми хвилі всередині резонатора. З огляду на сильний зв'язок між резонатором і

пропускним портом, гребінка, отримана на пропускному порті, використовувалася для комунікативних експериментів.

Формування гребінки здійснюється шляхом перетворення довжини хвилі лазера накачування у резонанс. Щоб моніторити гребінку в активному стані, на новостворену лінію (близько 1536 нм), відразу після смуго-пропускного фільтру, був розміщений фотодіод. Фотодіод, що працює для оцінювання налаштувань довжини хвилі лазера, дозволяє запускати гребінку як тільки лазер буде близький до резонансу. Таким чином накачування лазера припиниться автоматично, як тільки гребінка досягне заданого стану.

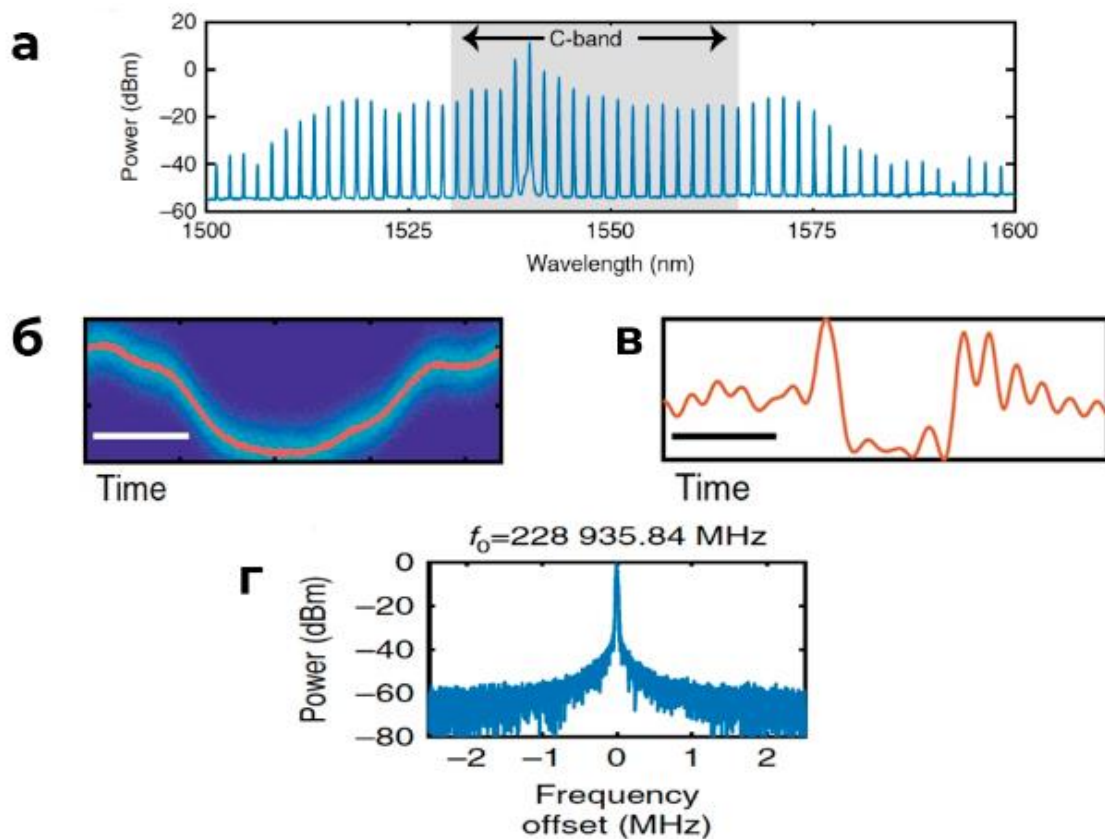


Рисунок 3.12 Згенерована оптична гребінка [15]

На (рис. 3.12 а) крива характеристик темних імпульсів спектру згенерованої гребінки на пропускному порті. На (рис. 3.12 б) результат вимірювання виконаний оптичним осцилографом (500 ГГц). На (рис. 3.12 в) результат вимірювання спектральних фаз гребінки. На (рис. 3.4 г) графік коливання, що

демонструє явно виражений пік на >50 дБ вище рівня шуму. При цьому функція Гаусса вписується у $\text{FWHM} < 30$ кГц. [15]

3.7 Висновки з розділу 3

У третьому розділі були розглянуті способи використання оптичних мікрорезонаторів для генерації оптичних імпульсів для систем зв'язку та умови збудження оптичних солітонів у мікрорезонаторах з коливаннями шепочучої галереї. Були визначені особливості утворення оптичних гребінок, односолітонового та багатосолітонового режиму; особливості генерації оптичних імпульсів у мікрорезонаторах та генерації оптичних гребінок з використанням резонаторів з модами шепочучої галереї.

Солітони у мікрорезонаторах утворюються за рахунок балансу нелінійності у резонаторі та фазової самомодуляції. Мікрорезонатори збуджуються неперервними хвилями від лазера накачування. Для опису виникнення солітонів у мікро-резонаторах можна використати рівність Луджато-Лефеве.

В основі систем терабітного когерентного оптичного зв'язку лежить використання часових дисипативних Керрівських солітонів (ДКС) у мікрорезонаторах. Нелінійний ефект Керра використовують у інтегрованих оптичних мікрорезонаторах для генерації множини симфазних частотних ліній з частотними гребінками. Інтервал між лініями може досягти 100 ГГц, що робить систему відмінним багатохвильовим джерелом світла для застосування у ВОЛЗ. Дисипативні солітони врівноважують втрати та підилення в активних середовищах, а також утримують баланс між дією нелінійності та дисперсії групових швидкостей.

Були з'ясовані та зафіксовані переваги використання мікрорезонаторів з модами шепочучої галереї. Розглянуто один з найпростіших підходів до створення лазерів на основі РШГ — використання для виготовлення резонатора твердих діелектриків, допованих активними речовинами, наприклад іонами

рідкоземельних елементів. Опрацьований та відображений матеріал щодо генерації перелаштовуваних оптичних гребінок з допомогою лазерів та мікрорезонаторів.

Оптичні гребінки можуть утворюватися під час взаємодії лазера з неперервним накачуванням відомої частоти з монолітними резонаторами з надвисокою добротністю у режимі шепчучої галереї або через вплив процесу чотирьоххвильового змішування та гіперпараметричних коливань, які виникають у резонаторі. Оптичні несучі у гребінці, зазвичай, мають відстань між каналами, яка дорівнює вільному спектральному діапазону резонатора. Для налаштування на гребінку з завадами у резонаторах достатньо повільно перебудувати частоту лазера з синьої в червону область. [19]

4 ПЕРЕДАВАННЯ ДАНИХ ЗА ДОПОМОГОЮ СОЛІТОНІВ

За останні роки в області створення солітонових ліній зв'язку був досягнутий певний прогрес. Приклади таких ліній наведено у роботах 15, 21, 22. Розвиток міг би бути більш значним, якби не відбувалося постійного розвитку систем з хвильовим мультиплексуванням (WDM).



Рисунок 4.1 Схема солітонової лінії зв'язку з ВКР-підсилювачами [1]

Перші солітонові лінії зв'язку продемонстрував Хасегава (рис. 4.1). Схема була заснована на топології точка-точка й архітектурі лінійного послідовного ланцюга. Цей ланцюг складався з лінійних сегментів оптоволокна довжиною L та ВКР-підсилювачів. Було показано, що можна використовувати як стандартне одномодове волокно з дисперсією $\beta_2 = -20$ пс²/км так і волокно зі зміщеною дисперсією $\beta_2 = -2$ пс²/км на довжині хвилі 1550 нм. Тоді довжина підсилювальної ділянки склала 40-50 км та загальна довжина лінії — 600 км. А найбільші обмеження на довжину лінії накладав випадковий шум когерентного підсилювача, який викликав флуктуацію часу приходу імпульсу на детектор (ефект Гордона-Хауса).

Наступний розвиток солітонових ліній зв'язку був спричинений відкриттям підсилювачів з діодним накачуванням, які використовували леговане ербієм оптичне волокно — EDFA-підсилювачів. Однією з перших таких ліній була

розроблена компанією AT&T експериментальна солітонова лінія зв'язку зі швидкістю передачі 8,2 Гбіт/с та еквівалентною довжиною лінії 4200 км, довжина підсилювальної ділянки складала 28 км, рівень BER досяг 10^{-9} . Інша лінія, розроблена компанією NTT, мала швидкість передачі 10 Гбіт/с з еквівалентною довжиною лінії 50000 км, а довжина підсилювальної ділянки складала 50 км.

Функціональна схема солітонових ліній зв'язку з підсилювачами типу EDFA працювала таким чином:

- Генератор інформаційної послідовності (ГІП) на виході системи управляв імпульсним джерелом випромінювання частотою 10 ГГц і оптичним модулятором з ніобату літію (NL - LiNbO_3) через електронний підсилювач (ЕП). Цей блок був еквівалентним каналу передавання даних зі швидкістю 10 Гбіт/с. Для отримання інформаційної послідовності імпульсів зі швидкістю 80 Гбіт/с використовували оптичний мультиплексор, який об'єднував 8 еквівалентних каналів.
- Для виділення на прийомі сигналу каналної синхронізації 10 ГГц вказані блоки налаштовувалися так, щоб амплітуди згенерованих ними солітонів відрізнялися один від одного.
- Сформований мультиплексором оптичний сигнал, підсилений оптичним підсилювачом EDFA, подавався з його виходу на перший лінійний сегмент з EDFA1-STF. Після проходження усіх сегментів, сигнал демультимплексувався з виділенням тактового сигналу синхронізації 10 ГГц, який використовували у схемі детектування помилок.

Джерелом випромінювання слугував лазер, який працював на частоті 10 ГГц (період 100 пс). Лазер генерував солітонові імпульси з тривалістю 2,7-3,0 пс на довжині хвилі 1552 нм. Сигнал на виході мультиплексора мав бітовий інтервал 12,5 пс, що відповідало відстані у 3 ширини солітонового імпульсу, через що солітони не взаємодіяли між собою. [1]

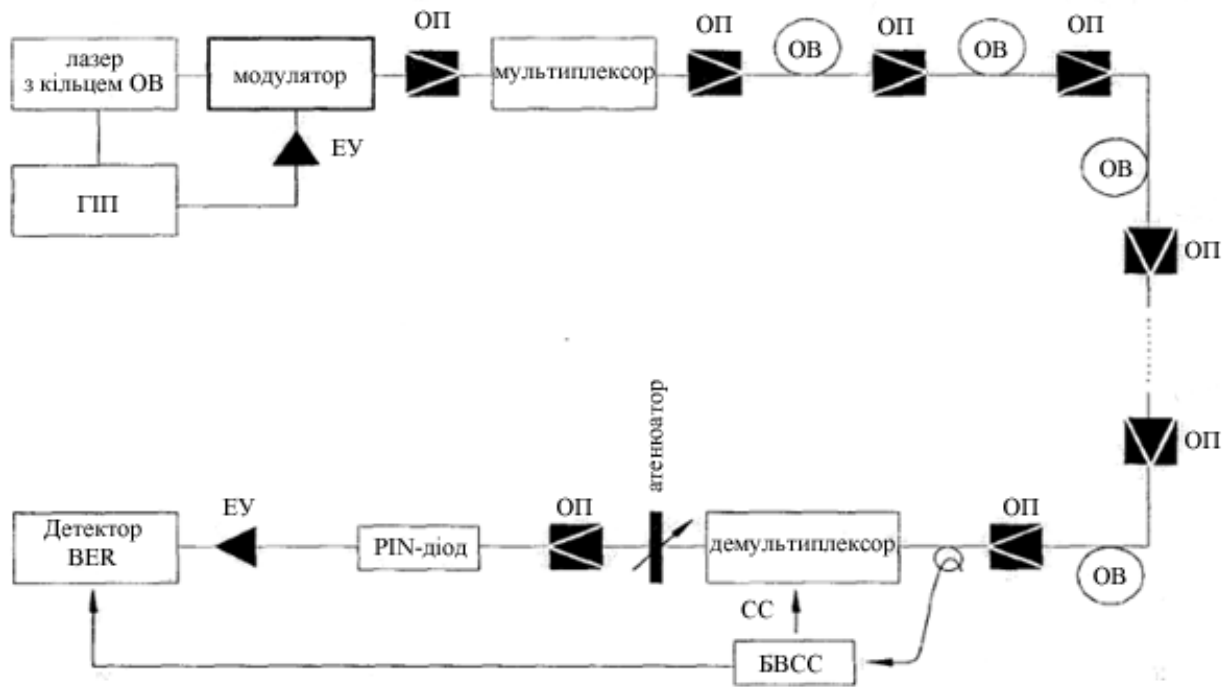


Рисунок 4.2 Схема солітонової лінії зв'язку з підсилювачами EDFA [1]

4.1 Передавання солітонів у існуючих лініях зв'язку

Передавання даних за допомогою солітонів можливе й на існуючих лініях зв'язку. Хоч для формування солітонів і потрібне середовище з від'ємною дисперсією, це не означає, що для передавання солітонів необхідно використовувати виключно волокна з від'ємною дисперсією.

Солітони можуть розповсюджуватися і на ділянках з додатною дисперсією в існуючих ВОЛЗ, головна умова — середня дисперсія групових швидкостей на всій довжині лінії має бути від'ємною. Наприклад, для двох ділянок 60 та 30 км з дисперсією на цих ділянках $-1,75$ та $+2,0$ пс/км/нм, відповідно середня ДГС складе $-0,5$ пс/км/нм. Солітони можуть розповсюджуватися на ділянці, складеній з двох волокон з додатною та від'ємною, якщо період солітона більше сумарної довжини ділянок.

Польові випробування компаній Pirelli та MCI доводять можливість застосування такого методу (рис. 4.3). В експерименті використовували чотирьохканальну систему WDM з обладнанням SONET на швидкості

передавання OC-192 (10 Гбіт/с) по волокну зі зміщеною ненульовою дисперсією. Загальна довжина лінії склала 450 км. У системі зв'язку використовували генератори солітних імпульсів, які встановлювали після передавачів OC-192, конверторів кодів RZ/NRZ та вставок волокна, які компенсували дисперсію (DCF) на прикінцевих та 5 транзитних станціях, SRX — приймач солітних імпульсів, DCG — дифракційна решітка, яка компенсує дисперсію. [1]

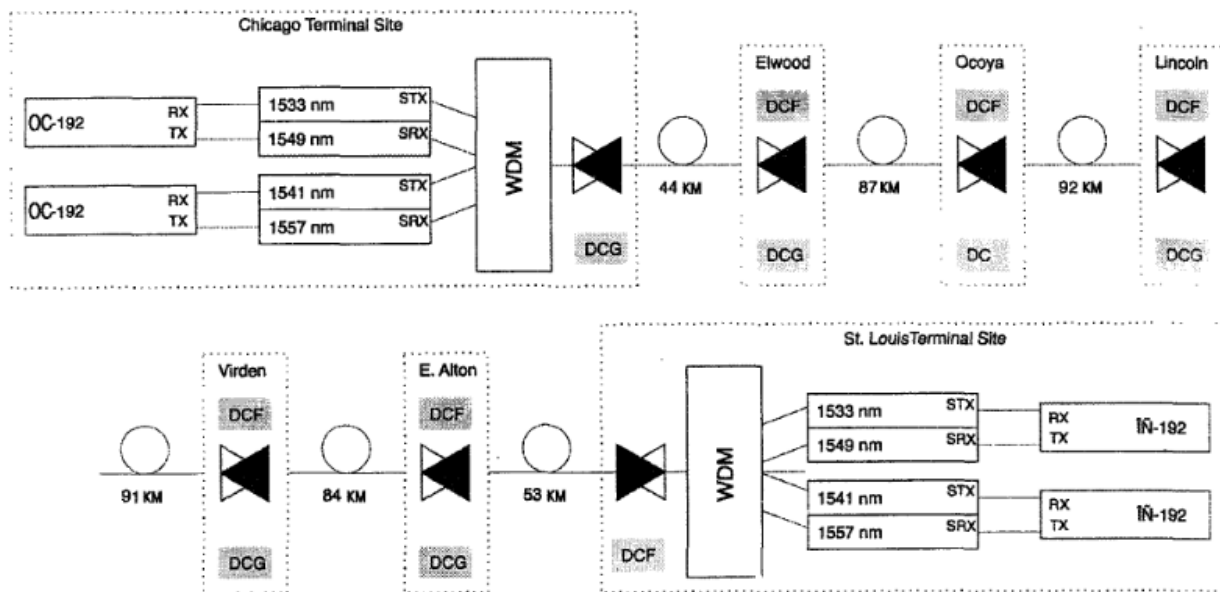


Рисунок 4.3 Схема 4-канальної солітової системи зв'язку [1]

4.2 Солітонові оптичні гребінки для зв'язку

Як було показано раніше, перспективною технологією для систем зв'язку є використання часових дисипативних Керрівських солітонів у мікрорезонаторах. Генерація дисипативних Керрівських солітонів забезпечує механізм, за допомогою якого можуть бути синтезовані когерентні оптичні гребінки придатні для систем зв'язку.

У роботі [15] продемонстровано схему когерентної WDM системи для передавання даних на відстань 80 км по 20 каналам, кожен з яких містив дані,

закодовані 20-гігабитною 64-QAM. Середня швидкість передавання даних склала 4,4 Тбіт/с з коефіцієнтом бітових помилок нижче 10^{-15} .

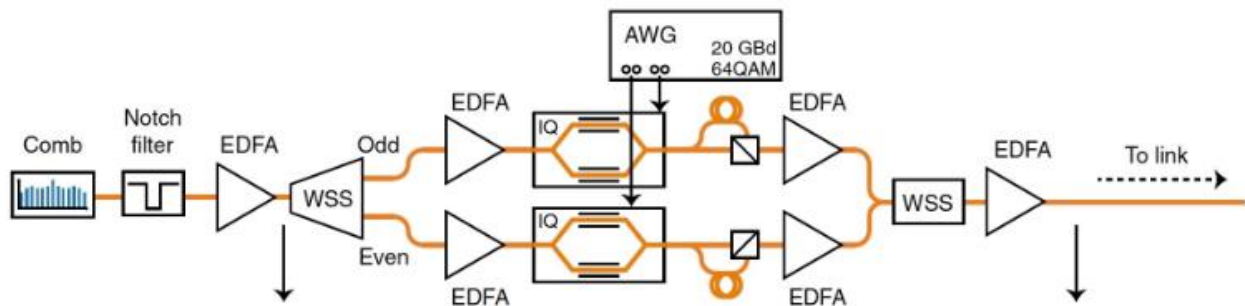


Рисунок 4.4 Схема для передавання даних за допомогою солітонових гребінок [15]

Для забезпечення максимальної потужності сигналів використовують гребінки з темних імпульсів у пропускну порті як джерело світла для передачі. Після схеми генерації гребінок включають вузькосмуговий режекторний фільтр (200 ГГц), завданням якого є послаблення центральної хвилі гребінки, що дозволяє більш ефективно оперувати оптичним підсилювачем (EDFA).

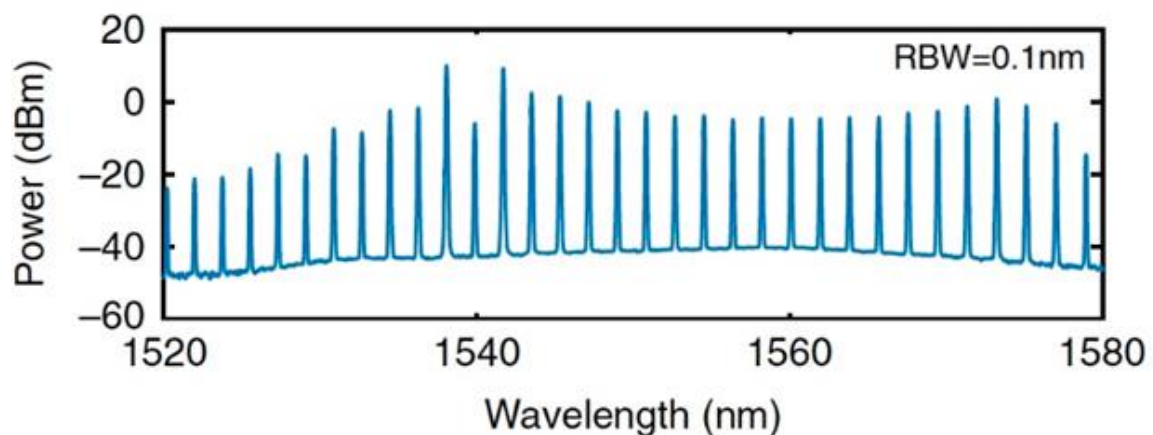


Рисунок 4.5 Спектр гребінки після підсилення та фільтрації [15]

Після оптичного підсилювача встановлено селективний перемикач довжини хвиль (WSS), за допомогою якого потужність гребінки розділяється на два

напрямки (odd (непарне) та even (парне)). Це дозволяє підтримувати необхідну кількість хвиль, які направлені до кожного модулятора (по 10 хвиль на кожен). Крім цього, перемикач дозволяє вирівнювати потужність хвиль гребінки у кожному напрямку окремо. Кожен з модуляторів керує сигналами, що надходять від генераторів сигналів довільних форм (AWG). Генератори запрограмовані для управління двома незалежними випадковими сигналами. Використовуючи модуляцію формату QAM-64, кожен імпульс, має спектральну ефективність 6 біт інформації на символ зі швидкістю модуляції в 20 Гігабит/с. Випадковий сигнал складається з 2^{16} символів, а передискретизація рівна 3, тому що AWG працює на швидкості 60 Гігасимволів / с.

Щоб нівелювати неточності у цифро-аналогових перетворювачах (DAC) і в модуляторах, на сигнал AWG застосовують цифрову попередню компенсацію. Далі активізується етап мультиплексування з розділенням і затримкою, де гілка довжиною ≥ 1 м відповідає ≥ 100 символам даних. Використання обох методів мультиплексування дозволило вдвічі збільшити продуктивність системи. На останньому етапі обидві гілки сигналів рекомбінуються та ущільнюються, після чого відправляються у канал зв'язку.

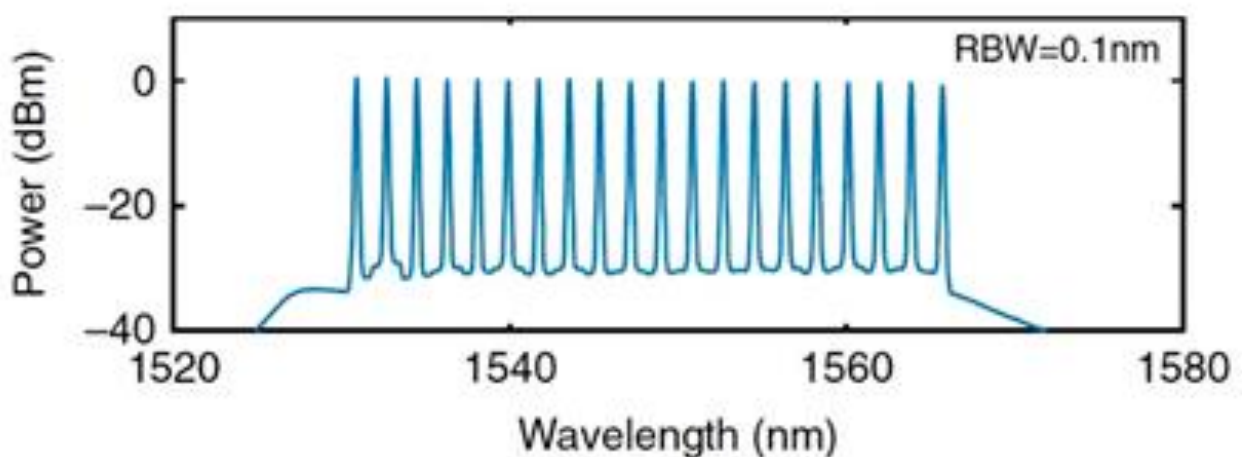


Рисунок 4.6 Оптична гребінка з допомогою якої передають дані [15]

4.3 Швидкість передавання за допомогою солітонів

Найбільший вплив на передавання інформації у оптичному каналі здійснюють три явища: шум, фільтрування та Керрівські нелінійні ефекти. Ці явища мають різну природу, відбуваються одночасно, є на всьому проміжку розповсюдження сигналу та впливають одне на одного. Різні взаємодії між трьома цими явищами призводять як до детермінованих, так і до стохастичних завад.

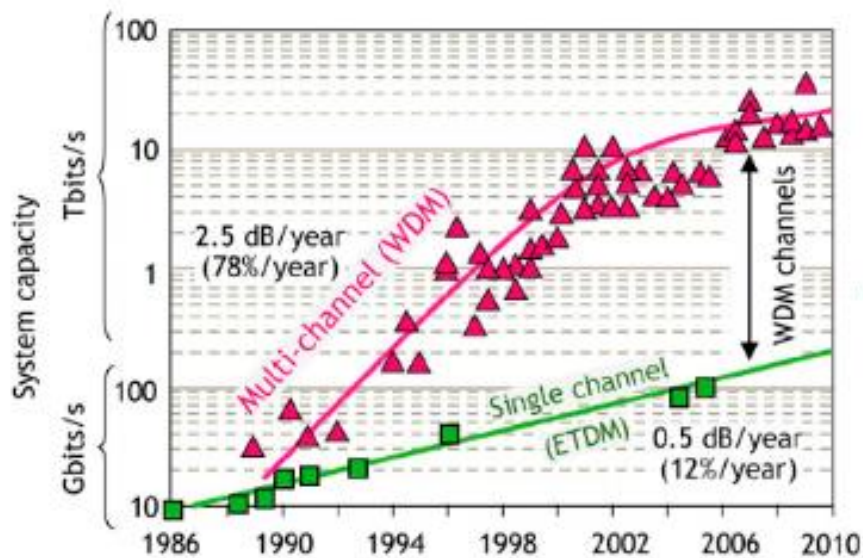


Рисунок 4.7 Еволюція досягнутих швидкостей передавання у ВОЛЗ [20]

На (рис. 4.7) продемонстровано еволюцію ВОЛЗ щодо швидкості передавання даних. Нижній графік (зелений) демонструє швидкість передавання досягнута в межах одного каналу на одній довжині хвилі, з однією поляризацією з використанням передавачів з електронним часовим мультиплексуванням. Нині найбільші швидкості передавання — 1,52 Тбіт/с в одному каналі та 172 Тбіт/с в одному багатомодовому кабелі. [20]

4.3.1 Швидкість передавання гребінок в одномодовому кабелі

У роботі [21] досягнуто найвищу швидкість передавання в одномодовому кабелі, з допомогою одного передавача, використовуючи технологію солітонових

гребінок. Передавання даних відбувалося на відстань 75 кілометрів. Швидкість передавання склала 44,2 Тбіт/с у С-діапазоні на довжині хвилі 1550 нм, відстань між каналами була рівна 48,9 ГГц, а спектральна ефективність склала 10,4 Біт/с/Гц. Для кодування інформації використовували високоефективний формат модуляції — QAM-64.

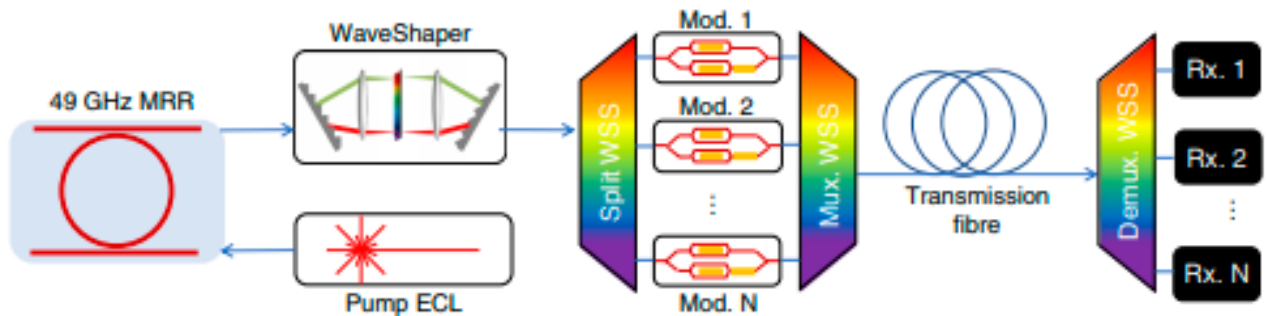


Рисунок 4.8 Схема для надшвидкісного передавання. ECL — лазер, WSS — свіч, Rx — ресивер [21]

На (рис. 4.8) продемонстровано схему для передавання даних за допомогою оптичних солітонів. Випромінення лазера неперервного накачування підсилюється до 1,8 В, сигнал подається на мікро-кільцевий резонатор з вільним спектральним діапазоном 48,9 ГГц. У результаті генерується гребінка з відстанню між солітонами в 0,4 нм у смузі шириною більше 80 нм. Для зв'язку за допомогою гребінки використовують 80 несучих у С-діапазоні (ширина діапазону — 32 нм, $\lambda_c = 1536 \dots 1567$ нм). Далі кількість несучих ефективно подвоюють до 160 для поліпшення використання спектру (FSR=24,5 ГГц). Для подвоєння кількості несучих використовують схему модуляції бічної смуги для генерації не парний/парний декорельованих тестових каналів.

Отриману гребінку вирівнюють за амплітудою та демультимплексують для модулювання інформаційним сигналом. Модулятор працює зі швидкістю 23 Гігабита у форматі QAM-64, що дозволяє ефективно використовувати 94% спектру. Швидкість передавання каналного сигналу — 44,2 Тбіт/с, у якому закодовано до 39 Тбіт/с інформації. Результуючий модульований сигнал

мультиплексується з допомогою технології HDWDM. У ВОЛЗ застосовано підсилювачі EDFA.

У кінці лінії зв'язку розташовано демультиплексори: на вхід кожного приймача приходить лише один канал. Результати передавання даних показано на (рис. 4.9):

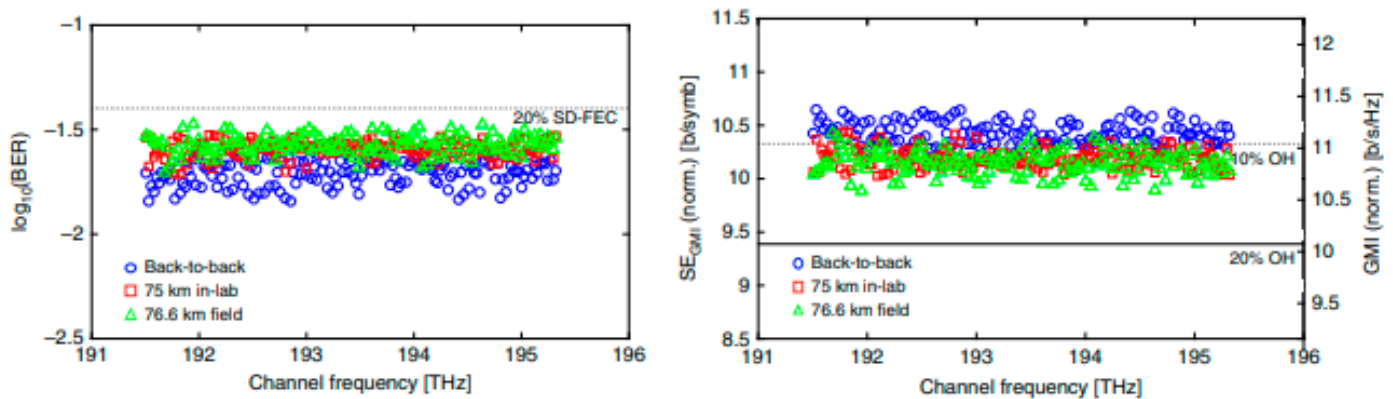


Рисунок 4.9 BER та спектральна ефективність переданих солітонових гребінок [21]

4.3.2 Використання декількох телекомунікаційних діапазонів

У роботі [22] продемонстровано солітонову лінію передавання даних зі швидкістю 50 Тбіт/с за допомогою 179 оптичних несучих, які повністю покривали телекомунікаційні C та L діапазони. У роботі застосовано мікрорезонатори з Si₃N₄ для генерування дисипативних Керрівських солітонів. Застосовано два генератори для створення оптичних гребінок. Несучі розподілені на відстані 50 ГГц одна від одної.

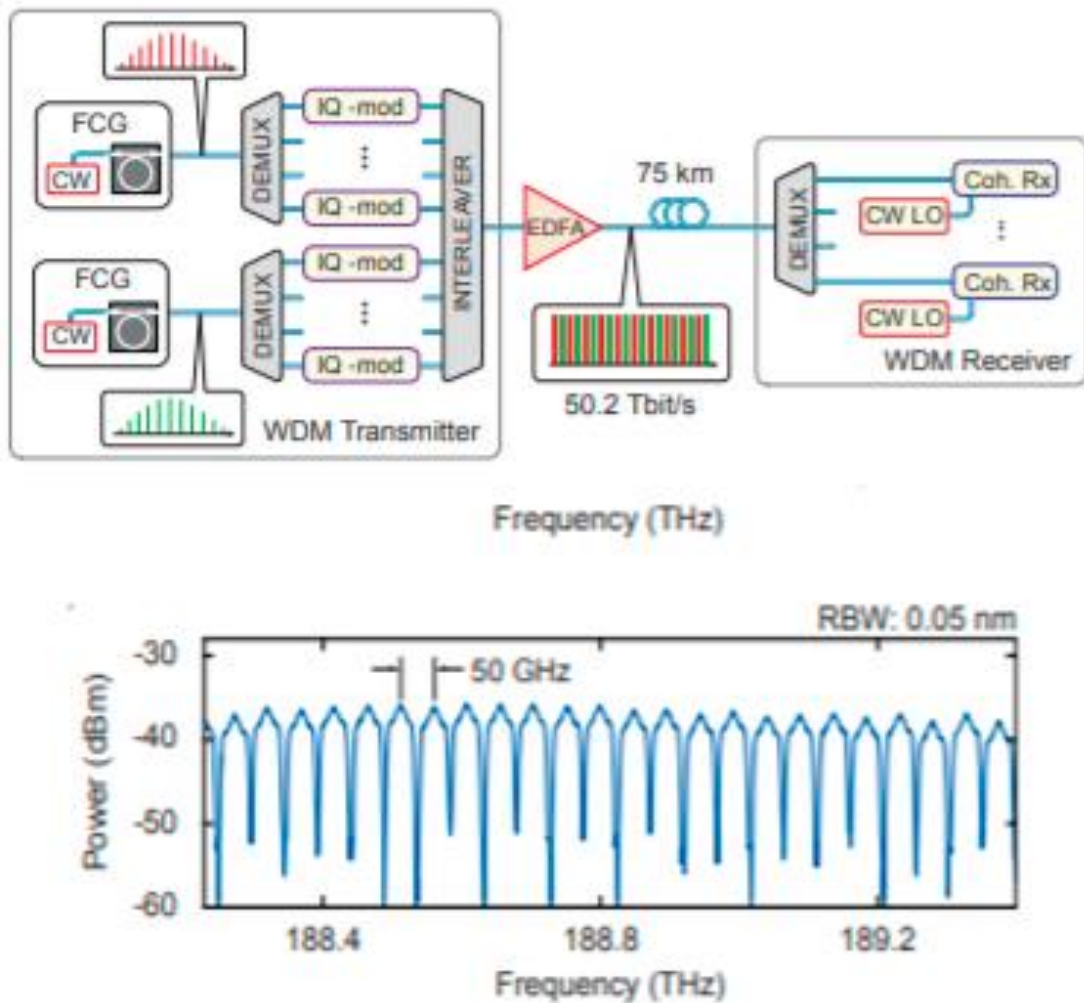


Рисунок 4.10 Схеми передавання солітонової лінії зв'язку зі швидкістю 50 Тб/с та частина спектру WDM сигналу з розносом 50 ГГц між несучими [22]

У роботі [21] показано, що зі збільшенням потужності лазера накачування можливо розширити оптичну гребінку до діапазонів С та L та одночасно передавати дані у трьох діапазонах S+C+L, що дає сумарну смугу пропускання 165 нм: $\lambda_{S+C+L} = 1460 \dots 1625$ нм. Використання трьох телекомунікаційних діапазонів дозволить передавати до 120 Тбіт/с з використанням лише одного джерела випромінювання.

4.3.3 Використання оптичних гребінок у багатоволоконних кабелях

У роботі [23] продемонстровано схему з використанням оптичних гребінок для передавання даних у оптичному кабелі з 30 оптичним волокнами. У роботі для генерування оптичної гребінки застосовано не резонансний алюміній-галій-арсенідовий хвилевід на діелектричній пластині (AlGaAsOI) з ефективним коефіцієнтом зв'язку між потужністю накачування та генерованою гребінкою у 66%. Чіп дозволяє оперувати 661Тб/с інформації. AlGaAsOI чіп збуджували пікосекундними імпульсами з частотою генерації 10 ГГц джерелом накачування з потужністю 85 мВ.

У дослідженні продемонстровано метод просторового мультиплексування (SDM — space division multiplexing), який разом з використанням модуляції формату QAM-16, оптичним розподілом каналів за часом (TDM), поляризацією (PDM — polarization division multiplexing) та довжиною хвилі (WDM) дозволяє створювати сигнали з шістьма різними показниками (амплітуда, фаза, час, частота, поляризації та простір).

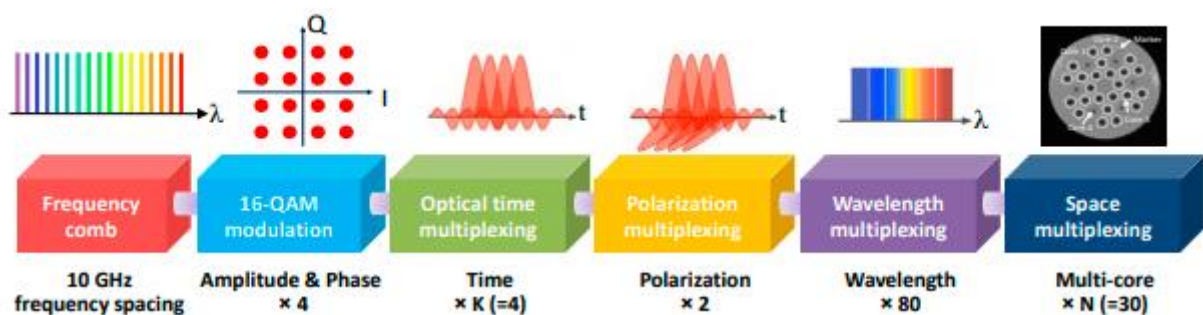


Рисунок 4.11 застосування QAM-16 та 4 типів модуляції при передаванні даних за допомогою оптичних гребінок [23]

Метод продемонстрований у дослідженні дозволяє використовувати згенеровану оптичну гребінку не лише у С-діапазоні, а також у S- та L-діапазонах,

що дає сподівання на створення технологій передавання зі швидкостями порядку Петабіт/с з використанням лише одного джерела випромінювання.

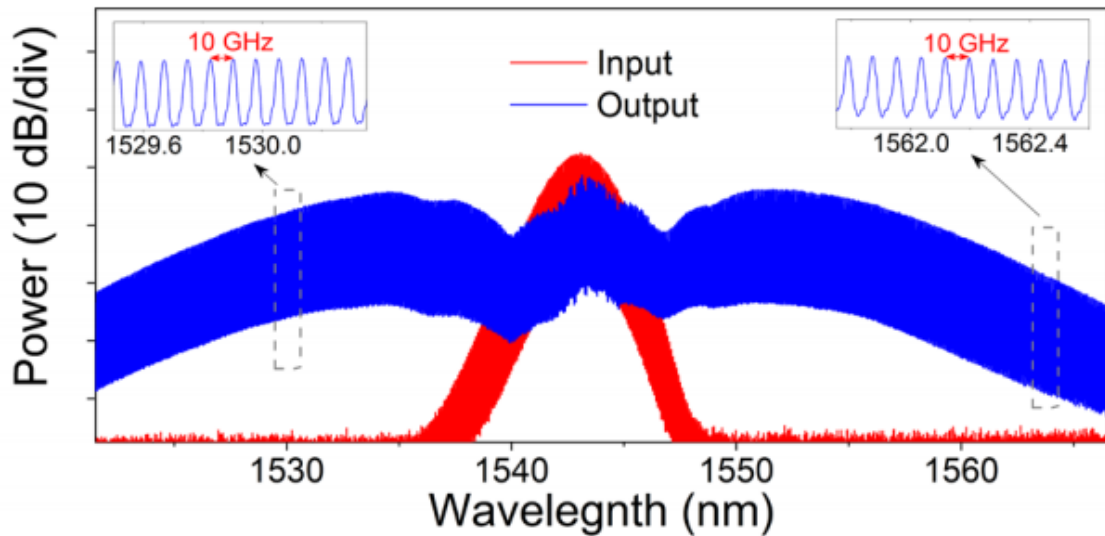


Рисунок 4.12 Згенерована лазером (червона) та розширена з допомогою WSS (синя) оптичні гребінки (винесено зображення 2400 несучих у С-діапазоні з FSR=10 ГГц) [23]

4.4 Переваги передавання даних за допомогою солітонів

Для оцінювання ефективності використання солітонових ліній зв'язку застосуємо два найпростіших параметри: швидкість передавання та максимальну дальність зв'язку. Для оцінювання максимальної можливої швидкості передавання оцінюватимемо можливі швидкості передавання в одному каналі та з використанням технології мультиплексування за довжинами хвиль. Для визначення максимальних дальностей зв'язку розглянемо схеми з підсилювачами EDFA.

4.4.1 Швидкість передавання в одному каналі

Щоб оцінити максимальну ефективність систем зв'язку з використанням оптичних солітонів доцільно розрахувати максимальну швидкість передавання в

одному каналі. Для забезпечення достатньої завадостійкості та зменшення перехресних завад через вплив фазової крос-модуляції обумовимо, що відстань між імпульсам рівна трьом тривалостям імпульсу.

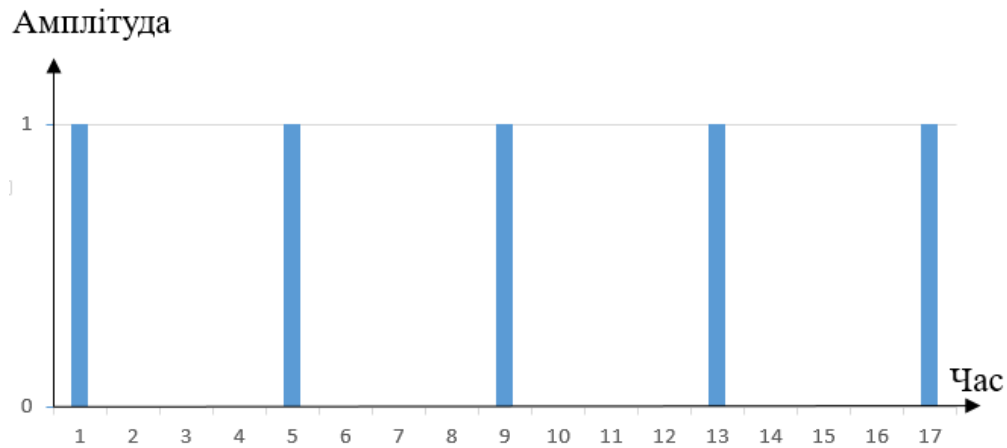


Рисунок 4.13 Вигляд солітонового сигналу 11111

Розрахуємо кількість інформації, в сигналі тривалістю 1с без врахування модуляції. Для цього скористаємося формулою:

$$R_c = \frac{1}{4 * R_i}, \quad (4.1)$$

де R_c — швидкість передавання інформації, R_i — тривалість одного імпульсу.

Розрахунки показують, що при використанні сигналів з паузою у три тривалості імпульсу максимальна швидкість передавання пікосекундними імпульсами складає 750 Гбіт/с. Сучасні джерела оптичного випромінювання працюють з частотою 10-20 ГГц (період 100-50 пс), що на порядок зменшує максимальні швидкості передавання за допомогою солітонів тривалістю порядку одиниць пікосекунд. Адже, якщо за розрахунками, для імпульсу тривалістю 1 пс достатньо 3пс паузи, то в реальних системах передавання цей час збільшується, до вищенаведених 50-100 пс, і відповідно, швидкість передавання зменшується з 750 до 58 Гбіт/с у лазерах з частотою 20 ГГц. З іншого боку максимальну швидкість передавання в одному каналі також обмежує швидкість роботи

оптичних модуляторів (типові оптичні модулятори працюють з продуктивністю 20-25 Гбт/с).



Рисунок 4.14 Швидкість передавання пікосекундними сигналами

4.4.2 Швидкість передавання за допомогою оптичних гребінок

Раніше було розглянуто одноканальний режим використання солітонів. Головна ж перевага використання солітонів розкривається при використанні технології оптичних гребінок — з допомогою одного джерела оптичного випромінювання та мікрорезонатора існує можливість створення багатоканальної системи зв'язку. Ця особливість може кардинально змінити системи WDM, які наразі потребують сотень лазерів для генерації оптичних каналів.

Для оцінювання швидкості передавання за допомогою оптичних гребінок обумовимо, що для передавання використовують солітони з 3 оптичних діапазонів з найменшими втратами: S+C+L, що дає сумарну смугу пропускання 165 нм: $\lambda_{S+C+L} = 184...205$ ТГц. Відстань між оптичними каналами у оптичній гребінці визначається параметрами оптичного мікрорезонатора з допомогою

якого генерується гребінка. У роботах [15], [21], [22] використовуються оптичні резонатори з FSR порядку 50 ТГц.

Максимальну кількість каналів, які можна використовувати для передавання даних за допомогою оптичних гребінок, можна розрахувати за формулою:

$$N = \frac{\Delta F_{S+C+L}}{FSR}, \quad (4.2)$$

де N — кількість каналів, $\Delta F_{S+C+L} = \Delta F_S - \Delta F_L = 21$ ТГц, FSR — вільний спектральний діапазон.

Отже можлива кількість каналів у діапазоні $S+C+L$ з використанням мікрорезонатора з $FSR=50$ ТГц рівна 420 каналам.

Для кодування сигналів корисною інформацією використовують різноманітні методи модуляції. Застосування найпростіших методів модуляції (АМ-2, ФМ-2) не збільшує кількості інформації, яку можна передавати гребінкою. Тож за використання найпростіших методів модуляції максимальна швидкість передачі у 420 каналах зі швидкістю модуляції 25 ГС/с становитиме 10,5 Тбіт/с.

Модуляція також допомагає збільшити кількість інформації, яку можна передавати за допомогою одного імпульсу. Сучасні методи модуляції, такі QAM та QPSK дозволяють у декілька разів збільшити спектральну ефективність оптичного сигналу. Застосування модуляції QAM-64 (квідратурно-амплітудна модуляція) у шість разів збільшує швидкість передавання: у 420 каналах з модуляцією формату QAM-64 та швидкістю модуляції 25 ГС/с — становитиме 63 Тбіт/с.

Подальші спроби збільшення швидкості передавання вимагають змін та доповнення використовуваного оптичного обладнання. У роботі [21] показано, що кількість солітонових несучих можна ефективно подвоювати за допомогою схеми модуляції бічної смуги, яка генерує не парні/парні декорельовані тестові канали. У результаті подвоєння кількості несучих FSR зменшується вдвічі, а швидкість передавання — подвоюється. Можливе додаткове використання й інших типів модуляції: часової, поляризаційної, просторової. Використання

просторової модуляції у багатоволоконних кабелях може збільшити швидкість передавання у системі зв'язку у 20-30 разів.

4.4.3 Довжина регенераційної ділянки солітонових систем

Головною особливістю солітонових сигналів є надвисока довжина регенераційної ділянки у ВОЛЗ. Синхронні солітонові системи можуть працювати без регенераторів на значні відстані лише з використанням підсилювачів EDFA. У таких системах застосовують технологію управління у часовій та частотній області, яка з допомогою двох механізмів: періодичного частотного модулятора та вузькосмугового перелаштовуваного фільтра дозволяє управляти сигналами у часовій та частотній області.

Застосування технології управління солітонами у часовій та частотній області показало можливість передавання солітонів без використання регенераторів. Улабораторних експериментах на кільці довжиною 500 кілометрів з підсилювачами EDFA з довжиною підсилювальної ділянки 50 кілометрів домоглися проходження солітонами 180 мільйонів кілометрів в оптичному волокні без помилок. [1]

4.5 Висновки з розділу 4

У четвертому розділі був проведений аналіз та розрахунки можливих швидкостей передавання за допомогою солітонів у системах зв'язку. Розглянуто історію дослідження та розвитку солітонових ліній зв'язку.

Застосування підсилювачів типу EDFA дозволяє передавати солітони без регенерації їхньої форми на надвисокі відстані. Солітони можна передавати у існуючих ВОЛЗ за умов збереження від'ємним середнього значення дисперсії групових швидкостей на всій довжині лінії.

Перевагою використання солітонів у системах WDM є можливість використання лише одного джерела випромінювання для генерації сотень каналів. Технологія оптичних гребінок, які утворюються у мікрорезонаторах, дозволяє утворювати до 420 каналів у трьох діапазонах S+C+L з допомогою одного лазера.

Останні дослідження показують можливість передавання до 44,2 Тбіт/с у C-діапазоні та 120 Тбіт/с у трьох діапазонах S+C+L, що дає сумарну смугу пропускання 165 нм: $\lambda_{S+C+L} = 1460...1625$ нм. Використання просторової модуляції у багатоволоконних кабелях може збільшити швидкість передавання у системі зв'язку у 20-30 разів до величин порядків декількох Петабайт/с.

ВИСНОВКИ

Інформаційні потреби сучасного суспільства з року в рік зростають. Відповідно з'являється необхідність у новітніх системах передавання даних, які б задовольняли такі потреби. Найбільший розвиток отримали системи з мультиплексуванням за довжинами хвиль. Ці системи дозволяють ефективно використовувати частотний діапазон оптичних систем.

В області аномальної дисперсії оптичного волокна під дією фазової самомодуляції та дисперсії групових швидкостей у світловоді можуть існувати оптичні солітони. З моменту відкриття у оптичних волокнах, солітони викликають особливу цікавість у науковців. Їхні особливості такі як: збереження форми та амплітуди при зіткненні з перешкодами та іншими сигналами, а також можливість передавання на надвисокі дистанції, ще з 80-х років минулого сторіччя спрямовували дослідників у напрямку їх вивчення.

Основою для генерування оптичних солітонів є мікрорезонатори з модами типу шепочучої галереї. Моди або хвилі шепочучої галереї — це специфічні резонанси або власні моди хвильового поля всередині резонатора з гладкими стінками. Ці моди відповідають хвилям, які рухаються по коловій траєкторії всередині кільцевого резонатора.

Солітони у мікрорезонаторах утворюються за рахунок балансу нелінійності у резонаторі та фазової самомодуляції. Оптичні гребінки можуть утворюватися під час взаємодії лазера з неперервним накачуванням відомої частоти з монолітними резонаторами з надвисокою добротністю у режимі шепчучої галереї.

У дипломній роботі проаналізовано останні дослідження у галузі солітонових систем зв'язку, розраховано максимальні швидкості передавання за допомогою солітонів у одному каналі, WDM та WDM+SDM системах. Перевагою використання солітонів у системах WDM є можливість використання лише одного джерела випромінювання для генерації сотень каналів. Технологія

оптичних гребінок, які утворюються у мікрорезонаторах, дозволяє утворювати до 420 каналів у трьох діапазонах S+C+L з допомогою одного лазера.

Застосування підсилювачів типу EDFA дозволяє передавати солітони без регенерації їхньої форми на надвисокі відстані. Солітони можна передавати у існуючих ВОЛЗ, за умов збереження від'ємним середнього значення дисперсії групових швидкостей на всій довжині лінії.

ПЕРЕЛІК ПОСИЛАНЬ

1. Слепов Н. И. Современные технологии цифровых оптоволоконных сетей связи (ATM, PDH, SDH, SONET и WDM) – М.: Радио и связь, 2000. – 468 с.
2. Дмитриев А. Н. Волоконно–оптическая техника: история, достижения, перспективы – М.:Издательство "Connect", 2000.–376 с.
3. Хмелев К. Ф. Основы фотонного транспорта. – Киев: Техніка, 2008. – 680 с.
4. Чадюк В. О. Оптоелектроніка: від макро до нано. Генерація оптичного випромінювання: навч. посіб. У 2 кн. К.: НТУУ «КПІ», 2012. – Кн. 1. – 380 с.
5. «Волоконно-оптические системы с солитонной передачей», 20 квітня 2020. Available:<https://siblec.ru/telekommunikatsii/volokonno-opticheskie-sistemy-peredachi/10-volokonno-opticheskie-sistemy-s-solitonnoj-peredachej>
6. Агравал Г. «Нелинейная волоконная оптика»: Пер. с англ.-М.: Мир, 1996.-323 с, ил.
7. Городецкий М. Л. Оптические микрорезонаторы с гигантской добротностью. — М.: ФИЗМАТЛИТ, 2011. — 416 с.
8. «Optical cavity» Wikipedia, 15 квітня 2020. Available: https://en.wikipedia.org/wiki/Optical_cavity
9. Сидоров А. И., «Основы фотоники: физические принципы и методы преобразования оптических сигналов в устройствах фотоники». Учебное пособие. СПб.: ФГБОУ ВПО «СПб НИУ ИТМО», 2014 г. – 148 стр.
10. «Optical ring resonators» Wikipedia, 15 квітня 2020. Available: https://en.wikipedia.org/wiki/Optical_ring_resonators
11. Domonik G. Rabus «Integrated Ring Resonators» The Compendium With 243 Figures and 8 Tables, 2007. — 258 pages.
12. M. Gomilsek, «Whispering gallery modes» University of Ljubljana, Faculty of Mathematics and Physics, Departament of Physics, Ljubljana, 2011.
13. V. Sandoghdar, F. Treussart, J. Hare, V. Lefevre-Seguin, J.-M. Raimond, and S. Haroche «Very Low Threshold Whispering-Gallery-Mode Microsphere Laser» 1996.

Available:

https://www.researchgate.net/publication/13374898_Very_Low_Threshold_Whispering-Gallery-Mode_Microsphere_Laser

14. Tobias J. Kippenberg, Alexander L. Gaeta, Michal Lipson, Michael L. Gorodetsky «Dissipative Kerr solitons in optical microresonators» Science, 10 Aug 2018. Available: <https://science.sciencemag.org/content/361/6402/eaan8083.full>
15. Attila Fülöp, Mikael Mazur, Abel Lorences-Riesgo, Óskar B. Helgason, Pei-Hsun Wang, Yi Xuan, Dan E. Leaird, Minghao Qi, Peter A. Andrekson, Andrew M. Weiner & Victor Torres Company «High-order coherent communications using modelocked dark-pulse Kerr combs from microresonators» Nature COMMUNICATIONS 2018. Available: <https://www.nature.com/articles/s41467-018-04046-6.pdf>
16. M. A. Hernández-Acosta, M. Trejo-Valdez, J. H. Castro-Chacón, C. R. Torres-San Miguel, H. Martínez-Gutiérrez, C. Torres-Torres «Chaotic signatures of photoconductive Cu_2ZnSnS_4 nanostructures explored by Lorenz attractors». New Journal of Physics 23 February 2018. Available: <https://iopscience.iop.org/article/10.1088/1367-2630/aaad41>
17. T. Herr, V. Brasch, J. D. Jost, C. Y. Wang, N. M. Kondratiev, M. L. Gorodetsky, T. J. Kippenberg «Temporal solitons in optical microresonators». Nature Photonics 2014. Available: <https://arxiv.org/pdf/1211.0733.pdf>
18. Anatoliy A. Savchenkov, Andrey B. Matsko, Vladimir S. Ilchenko, Iouri Solomatine, David Seidel, and Lute Maleki «Optical combs with a crystalline whispering gallery mode resonator».
19. Лихачёв Г. В. «Оптические частотные гребенки и солитоны в микрорезонаторах». М. МГУ им. М. В. Ломоносова — 140 стр.
20. René-Jean Essiambre, Gerhard Kramer, Peter J. Winzer, Gerard J. Foschini, Bernhard Goebel «Capacity Limits of Optical Fiber Networks».
21. Bill Corcoran, Mengxi Tan, Xingyuan Xu, Andreas Boes, Jiayang Wu, Thach G. Nguyen, Sai T. Chu, Brent E. Little, Roberto Morandotti, Arnan Mitchell, David J.

Moss «Ultra-dense optical data transmission over standard fibre with a single chip source». Nature Communications volume 11, Article number: 2568 (2020)

22. Pablo Marin-Palomo, Juned N. Kemal, Maxim Karpov, Arne Kordts , Joerg Pfeifle, Martin H. P. Pfeiffer, Philipp Trocha, Stefan Wolf, Victor Brasch, Miles H. Anderson, Ralf Rosenberger, Kovendhan Vijayan, Wolfgang Freude, Tobias J. Kippenberg, Christian Koos «Microresonator solitons for massively parallel coherent optical communications».
23. Hao Hu, Francesco Da Ros, Minhao Pu, Feihong Ye, Kasper Ingerslev, Edson Porto da Silva, Md Nooruzzaman, Amma Yoshimichi, Sasaki Yusuke, Mizuno Takayuki «Single-source chip-based frequency comb enabling extreme parallel data transmission» Nature Photonics 2018